B 482662

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

JOURNAL

83172

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME SIXIÈME. — ANNÉE 1897.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

1897

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

VÉRIFICATION D'ENSEMBLE DE LA LOI DES ÉTATS CORRESPONDANTS DE VAN DER WAALS; DÉTERMINATION DE CONSTANTES CRITIQUES;

Par M. E.-H. AMAGAT.

I. — La loi des états correspondants de Van der Waals a été dans ces derniers temps l'objet de nombreuses vérifications, les unes satisfaisantes, les autres contestées ; ces vérifications ont surtout été relatives aux tensions maxima de vapeurs et aux densités correspondantes ; elles n'ont donc porté que sur des limites restreintes de température et de pression; elles ont, en outre, le grave défaut d'être basées sur les valeurs numériques des constantes critiques qui présentent d'assez grandes incertitudes. D'autre part, l'existence de l'équation réduite se présente comme une propriété purement analytique de la fonction adoptée pour représenter les relations qui existent entre le volume, la pression et la température, et cette fonction ne satisfait aux données expérimentales que dans des limites très restreintes; il se peut que la fonction qui représenterait exactement ces relations jouisse de la même propriété, mais rien n'autorise à l'affirmer, et l'on peut se demander s'il s'agit ici d'une loi véritable, ou simplement d'une loi approchée dans certaines conditions de pression et de température qui avoisinent le point critique; étant donnée l'importance qu'a prise le sujet, il m'a semblé qu'il serait intéressant de soumettre la loi en question à une vérification plus générale que celles qui ont été tentées jusqu'ici ; il importe que cette vérification soit indépendante des valeurs numériques des constantes critiques et aussi de toute forme de fonction

adoptée pour représenter la relation $f(pvt) = 0$. La méthode suivante réalise ces conditions :

La loi des états correspondants dans toute sa généralité peut se traduire ainsi : si les réseaux d'isothermes de deux substances quelconques ont été construits à une même échelle, les valeurs numériques des volumes et des pressions étant estimées en prenant pour unités les constantes critiques, les deux réseaux devront pouvoir coïncider ; leur superposition devra présenter, quant à l'ordre et à la forme des isothermes, l'apparence d'un réseau fourni par une substance unique.

Par suite, étant donnés les réseaux de deux substances, tracés à des échelles quelconques et rapportés à des unités quelconques, comme un changement d'unité revient à un changement d'échelle sur les axes de coordonnées, on devra toujours pouvoir rendre l'un des réseaux semblable à l'autre par une extension ou un raccourcissement suivant l'un des axes ; il suffira alors d'agrandir ou de diminuer ce réseau, tout en le conservant semblable à lui-même pour que sa coïncidence avec le premier puisse avoir lieu.

Pour réaliser l'expérience, j'ai d'abord construit de petits réseaux transparents sur verre, en réduisant par la photographie des graphiques d'une grandeur convenable ; ces petits réseaux, qui ont de 1 centimètre à 2 centimètres de côté, s'obtiennent sans difficulté avec une netteté parfaite, même sans employer la gélatine; on les obtient très beaux avec des plaques au lactate d'argent.

Deux de ces réseaux sont montés sur les pieds d'un banc d'optique, disposés de telle sorte que le premier réseau puisse tourner dans son propre plan afin d'orienter les axes et, aussi, subir des déplacements horizontaux et verticaux, c'est-à-dire parallèlement aux directions de ces axes ; le second est disposé de manière à pouvoir tourner autour de chacun des axes ou simplement autour de directions parallèles à ceux-ci ; un objectif à long foyer, porté par un troisième pied entre les deux réseaux, permet de projeter par transparence le premier sur le second, comme sur le verre dépoli d'une chambre photographique ; l'ensemble est examiné au moyen d'un oculaire placé en avant de ce dernier et porté par le même pied.

En faisant tourner le premier réseau autour de l'un de ses axes, on raccourcit sa projection sur le second dans le sens de l'autre axe

et, conformément à ce qui a été dit plus haut, si la loi est vraie, on devra pouvoir, par une rotation convenable (et l'axe de rotation étant convenablement choisi), obtenir un réseau projeté semblable au second ; on pourra alors, en faisant varier les distances des réseaux à l'objectif, donner au réseau projeté une grandeur telle qu'on puisse arriver à le faire coïncider avec le premier; ceci, bien entendu, après quelques tâtonnements dont on acquiert facilement l'habitude.

Strictement, la projection doit être faite en lumière parallèle, afin de ne pas déformer l'angle des axes du réseau projeté; c'est pour réaliser sensiblement cette condition que j'ai opéré avec des réseaux extrêmement petits et un objectif à long foyer; cependant, pour éviter une rotation trop considérable, il est bon de construire les réseaux s'approchant déjà de la similitude cherchée, ce qui pourra toujours se faire par un simple changement de l'échelle de l'un des axes au moyen de constantes critiques approximatives; au surplus, on serait toujours averti de toute déformation, quand on produit la superposition des axes de coordonnées.

Pour faire ces expériences, j'ai choisi naturellement les corps dont on possède les données les plus étendues : l'acide carbonique et l'éthylène, dont j'ai donné les réseaux jusqu'à 1000 atmosphères, et qui comprennent les points critiques, se prêtent très bien à ces vérifications ; malheureusement, les données des autres gaz que j'ai étudiés même dans des limites plus étendues, comme l'oxygène, l'azote, l'hydrogène, ne sauraient se prêter à une comparaison utile, même l'oxygène, car leurs isothermes les plus basses (0°) sont déjà, en prenant les températures correspondantes, en dehors du réseau de l'acide carbonique ; les réseaux n'auraient aucune partie commune ; quant aux résultats que j'ai donnés relativement à un assez grand nombre de liquides, ils ne se rapportent qu'à l'état liquide proprement dit, et ne sauraient non plus être utilisés pour ces recherches ; enfin, les données expérimentales actuelles, qui pourraient fournir les éléments d'une comparaison utile, sont extrêmement rares et toujours trop limitées sous le rapport des pressions; celles qui m'ont paru les plus intéressantes dans le cas actuel, et que j'ai utilisées, sont les isothermes relatives à l'éther (entre 150° et 280°), dues à MM. W. Ramsay et S. Young, et celles relatives à l'air (de 0° à — 150°) dues à M. Witkowski; toutes ces isothermes, par suite de la correspondance des températures, tombent dans les limites du ré-

seau de l'acide carbonique et même, en général, dans la partie la plus intéressante qui encadre le point critique. On se trouve donc ainsi dans le cas particulièrement heureux d'avoir à comparer des isothermes dont les températures absolues diffèrent de près de 400°; malheureusement les limites des pressions sont trop restreintes.

J'aurais pu photographier directement la superposition des réseaux, mais cela présentait des difficultés ; j'ai préféré reproduire le phénomène sur un graphique d'assez grandes dimensions, ce qui ne présentait aucune difficulté, car les axes des réseaux portent des échelles chiffrées, dont la correspondance pendant la superposition fournit tous les éléments nécessaires au calcul de la déformation et de la grandeur relative du réseau projeté : les figures qui suivent sont la réduction des graphiques ainsi obtenus.

J'ai réuni sur un même diagramme (*fig.* 1) les résultats de la comparaison de l'air et de l'éther à l'acide carbonique ; les isothermes de ce dernier corps sont tracées en traits pleins, celles de l'éther en traits interrompus, et celles de l'air en pointillé. On voit que l'ensemble est favorable à la loi, malgré quelques légers défauts qui s'expliquent assez par la difficulté des expériences. L'isotherme à zéro de l'acide carbonique est presque superposée sur celle de l'éther à 150°, et les suivantes se présentent bien dans l'ordre voulu et avec la même allure ; on remarquera le parallélisme de la naissance des parties quasi-rectilignes, malheureusement trop courtes, qui partent du lieu des ordonnées minima.

La *fig.* 2 reproduit la coïncidence qui m'a paru la plus satisfaisante entre les réseaux de l'acide carbonique et de l'éthylène (CO^2 en traits pleins) ; l'aspect général dispense de toute explication ; l'ensemble est bien celui d'un réseau unique, à des détails près, qui s'expliquent par des erreurs expérimentales de l'ordre dont on ne peut répondre. On remarquera cependant que les lieux des ordonnées minima se séparent nettement à la partie supérieure, mais il faut bien remarquer que l'aplatissement des courbes, du reste peu nombreuses, de cette région (deux pour l'éthylène), laisse une certaine latitude dans la détermination des points de contact des tangentes horizontales, qui sont ici ceux que j'ai donnés dans mon mémoire; il suffirait, pour faire coïncider les deux courbes, d'une déformation des isothermes répondant à des différences expérimentales extrêmement faibles; à la partie inférieure jusqu'à 100°, là où les minima sont bien déterminés, les deux courbes sont superposées.

En résumé, dans les cas qui viennent d'être examinés, la loi de

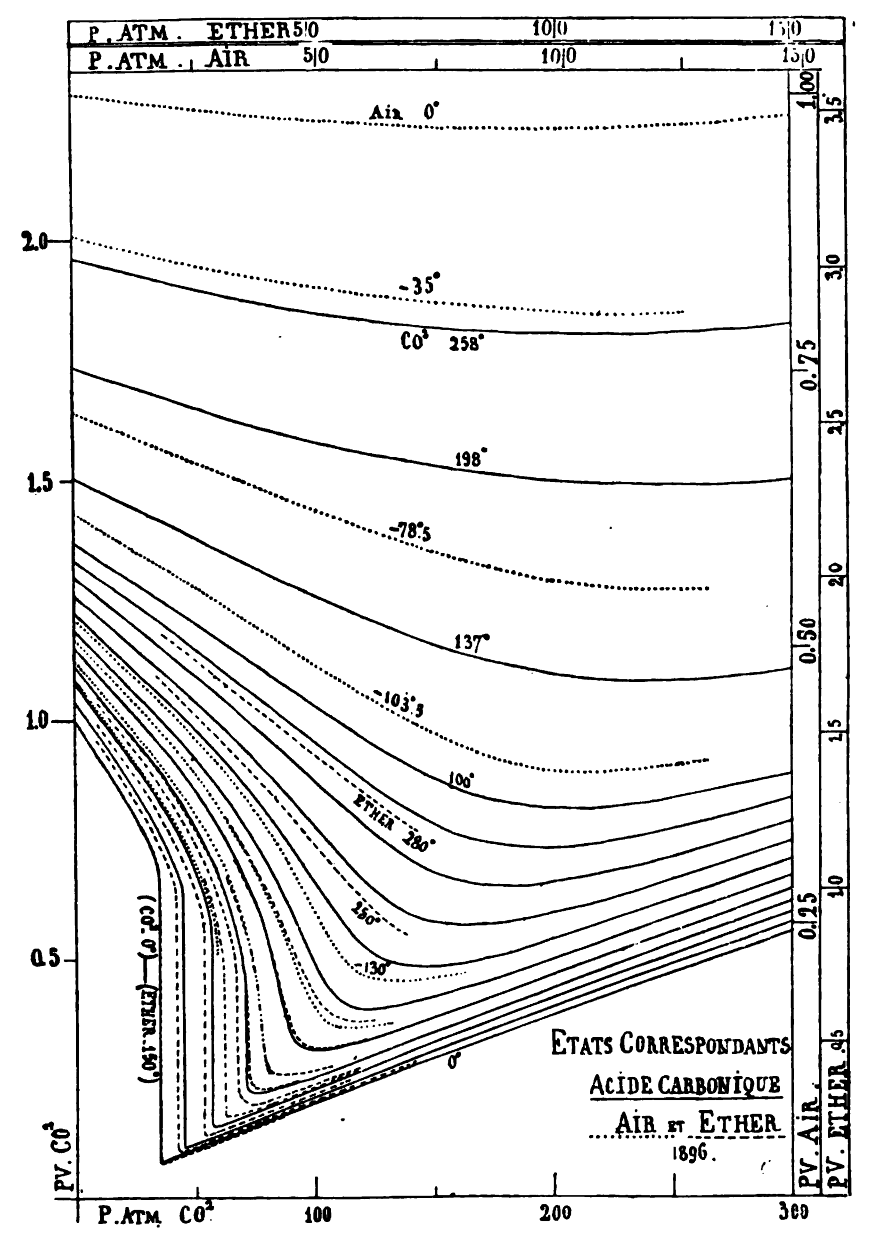


Fig. 1.

Van der Waals paraît vérifiée au degré d'approximation que com-

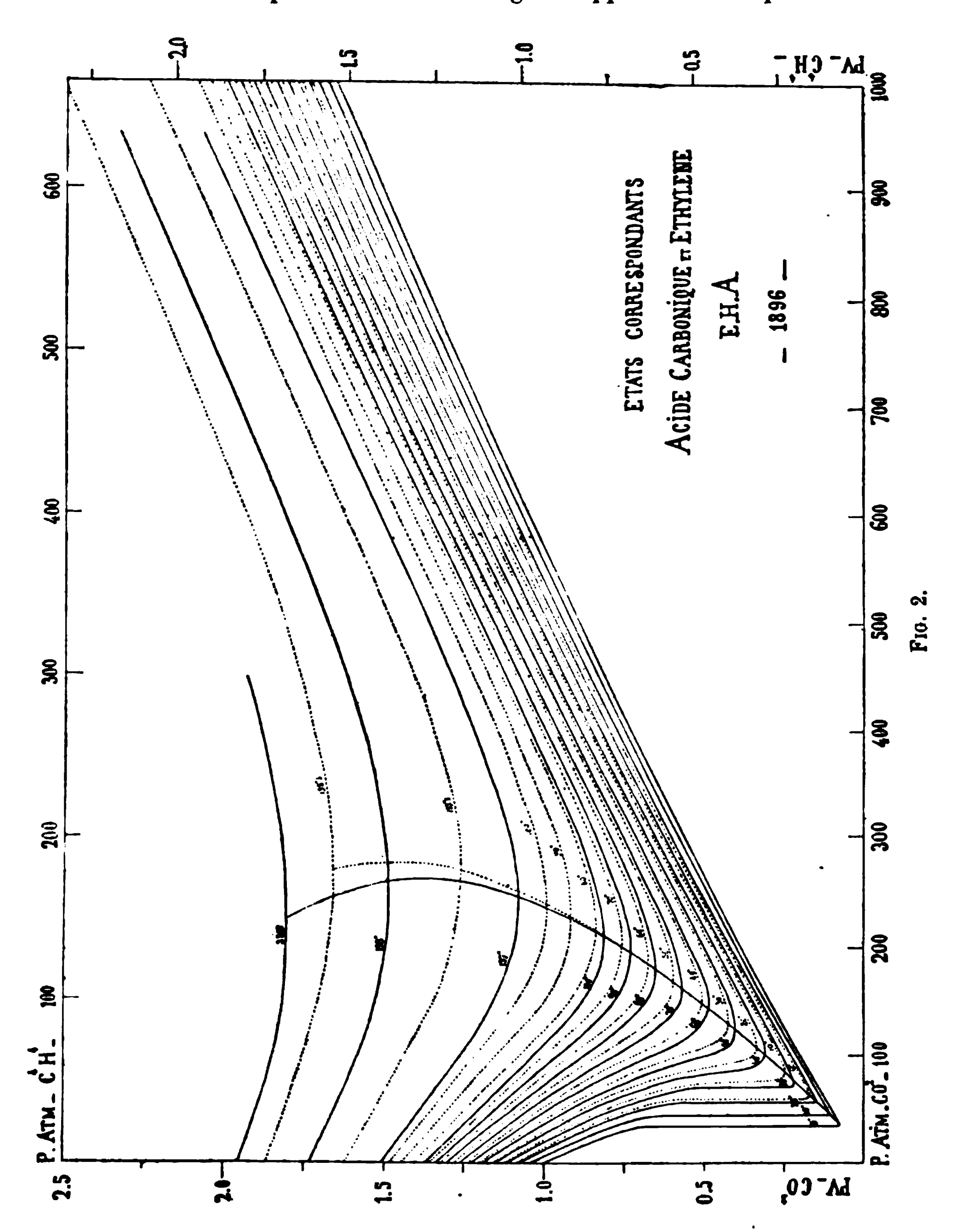


Fig. 2.

portent les expériences ; il est extrêmement regrettable que la

science ne possède pas les données expérimentales nécessaires pour généraliser ces observations ; par suite, il serait peut-être prudent de faire des réserves en vue des cas anormaux, analogues, par exemple, à ceux que présentent les densités de vapeur ; mais ces cas particuliers ne sauraient diminuer l'importance du résultat que les vérifications qui précèdent paraissent présenter dans toute sa généralité comme une véritable loi, l'une des plus belles et des plus importantes de la Physique moléculaire.

II. — La coïncidence des réseaux permet une détermination facile des constantes critiques de l'une de ssubstances (B), si celles de l'autre (A) sont connues.

Les points critiques, en effet, doivent coïncider ; si donc les axes des réseaux portent des échelles chiffrées, il n'y aura qu'à lire les valeurs des coordonnées du réseau (B) qui tombent sur les coordonnées critiques du réseau (A), qui sont connues et qu'on pourrait, du reste, tracer spécialement ; on aura ainsi les valeurs de p et de pv critiques du corps B ; mais il vaut mieux, et cela revient au même, multiplier les valeurs critiques de p et pv du corps A par les rapports de correspondance des échelles sur chaque axe et pris vers les extrémités de ces axes pour rendre minima l'erreur relative de lecture. On aura ainsi la pression et le volume critiques de la substance (B) ; ce volume critique est celui du poids de matière auquel se rapportent les nombres ayant servi à la construction des courbes ; dans mes Tableaux, c'est le poids d'un litre du corps à l'état gazeux à zéro et sous la pression de 1 atmosphère.

Pour avoir sa température critique, on procédera ainsi : considérons les ordonnées des points d'intersection des isothermes des deux réseaux avec l'axe des pv ; ces ordonnées devront être proportionnelles aux températures absolues, puisque, dans leur ensemble, elles se comportent comme si elles appartenaient au réseau d'un corps unique ; du reste, les courbes critiques doivent coïncider ; il résulte évidemment de là que la température critique de (B) s'obtiendra en multipliant celle de (A) par le rapport de correspondance des deux échelles sur l'axe des pv.

On choisira nécessairement pour substance (A) celle dont les constantes critiques expérimentales paraissent pouvoir être déterminées dans les meilleures conditions ; j'ai choisi les constantes de l'acide carbonique que j'ai déterminées en 1892 et j'ai trouvé, pour

celles de l'éthylène, de l'éther et de l'air les résultats suivants

	Acide carbonique.	Éthylène.	Éther.	Air.
Température critique...	31°,35	8°,8	195°	— 140°,7
Pression critique.......	72^{atm},9	48^{atm},5	36^{atm},5	35^{atm},9
Densité critique	0,464	0,212	0,253	0,344

L'exactitude de ces résultats dépend d'abord de celle des constantes de l'acide carbonique, puis de l'appréciation de la meilleure coïncidence qui laisse évidemment une certaine latitude ; cependant, la comparaison avec les nombres donnés par divers expérimentateurs semble indiquer une précision du même ordre que celle des déterminations directes et qui peut devenir plus grande dans certains cas particuliers, notamment pour la densité, plus difficile à déterminer que la pression et surtout que la température critiques.

Il ne faut pas oublier non plus que le groupe de constantes obtenu par une coïncidence est fonction de toutes les parties du réseau qu'il caractérise, et non point, particulièrement, de celles qui avoisinent le point critique; il est même rationnel de moins se préoccuper de la coïncidence des isothermes trop rapprochées de ce point, que de celles qui l'encadrent de plus loin, dont la détermination présente moins de difficultés.

On remarquera que les isothermes de l'air paraissent, dans la partie tracée, se comporter comme le feraient celles d'un corps unique; malheureusement ces lignes font défaut dans la région de la liquéfaction et des parties quasi-rectilignes caractéristiques; on se trouve ainsi privé de l'examen, particulièrement intéressant, du cas d'un mélange. Pendant la liquéfaction, la proportion des gaz mélangés ne doit point rester la même dans la partie liquéfiée et dans la vapeur saturée ; cette proportion peut varier avec la température, l'existence d'un véritable point critique dépend de ces phénomènes; il peut se faire aussi, tout au moins pour les mélanges en certaines proportions, que, la liquéfaction étant continue jusqu'à être complète et le liquide résultant se comprimant comme un corps unique, l'ensemble des isothermes constitue un réseau analogue à celui d'une substance unique satisfaisant à la loi des états correspondants; c'est sous ces réserves, bien entendu, que sont données les valeurs ci-dessus des constantes critiques de l'air.

III. — M. S. Young, en comparant les tensions de vapeurs de divers

corps à des températures correspondantes, en faisant intervenir les températures d'ébullition sous des pressions faibles, et en supposant aux vapeurs saturées les propriétés des gaz parfaits, est arrivé à énoncer la loi suivante :

A des températures correspondantes, le produit de la tension d'une vapeur saturée par son volume spécifique, divisé par la température absolue, donne un quotient, le même pour les divers corps.

Les variables sont ici exprimées pour tous les corps au moyen des mêmes unités.

Les considérations que j'ai exposées dans ma dernière note permettent de démontrer facilement et de généraliser ce résultat. En effet : soient sur les isothermes de deux corps quelconques, à des températures absolues correspondantes T et T′, deux points A et B pris sur la première et les deux points correspondants A′ et B′ sur la seconde ; soient : $(pv)_A$, $(pv)_B$, $(p'v')_{A'}$, $(p'v')_{B'}$, les ordonnées de ces quatre points ; supposons que les pressions p et p', relatives aux points correspondants A et B, soient extrêmement faibles.

Les ordonnées de A et de B multipliées par un même facteur, convenablement choisi, devront devenir égales aux ordonnées de A′ et de B′, puisqu'en multipliant ensuite les pressions p et p' par un second facteur convenable, les deux points correspondants A et A′ devront coïncider ainsi que B et B′.

On doit donc avoir :

$$\frac{(pv)_A}{(p'v')_{A'}} = \frac{(pv)_B}{(p'v')_{B'}}.$$

Or, d'après le choix des pressions correspondantes, les ordonnées $(pv)_A$ et $(p'v')_{A'}$ peuvent être considérées comme superposées à l'ordonnée initiale ; du reste, pendant la coïncidence, ces ordonnées peuvent être considérées comme appartenant à un corps unique ; elles sont donc proportionnelles aux températures absolues T et T′. On a donc :

$$\frac{(pv)_B}{(p'v')_{B'}} = \frac{T}{T'}$$

soit, en général,

$$\frac{pv}{T} = C^{te}.$$

On voit que la loi de M. S. Young ne s'applique pas seulement aux tensions maxima (et, par suite, au point critique comme limite) ;

elle est vraie pour deux points correspondants quelconques; il n'est nécessaire, pour la démontrer, d'aucune hypothèse relativement aux lois suivies par les vapeurs saturées. Des remarques analogues pourraient, du reste, être faites au sujet de diverses lois relatives aux états correspondants, auxquelles on est arrivé par des artifices spéciaux; toutes ces lois sont comprises, et la plupart de toute évidence, dans le fait de la coïncidence des réseaux.

SUR UNE EXPÉRIENCE ÉLECTRO-CAPILLAIRE;

Par M. A. CHASSY.

La variation, suivant l'état électrique, de la tension superficielle entre le mercure et l'eau acidulée, peut produire un phénomène assez curieux, consistant dans la filtration ou suintement de l'eau à travers l'espace infiniment petit qui sépare toujours le mercure d'une paroi de verre au contact.

Pour cela, il faut prendre un vase contenant, au fond, du mercure qui sert d'électrode négative, et, par dessus, de l'eau acidulée dans laquelle plonge une lame ou un fil de platine comme électrode positive. Un tube de verre, situé à une distance quelconque de l'électrode positive, plonge dans l'eau, de manière que son extrémité inférieure s'enfonce légèrement dans le mercure. Si l'on fait passer le courant électrique, on constate une ascension de l'eau à l'intérieur du tube; elle varie suivant les circonstances et peut atteindre, par exemple, 15 centimètres.

Le mercure ne mouillant pas le verre, il existe, comme on sait, un espace ultra-capillaire entre la partie inférieure du tube et la surface du mercure; c'est à travers cet espace qu'a lieu la filtration de liquide du vase dans le tube. L'ascension produite ainsi sous l'influence du courant s'arrête quand la pression hydraulique, due à l'élévation du niveau dans le tube, a atteint une valeur suffisante. Toutefois, il ne faut pas considérer la pression hydraulique comme donnant la mesure de la force qui détermine la filtration électrique. Celle-ci s'arrête simplement, parce que la pression devient assez forte pour repousser hors du tube le niveau du mercure situé à sa partie inférieure.

L'écoulement électrique peut cependant durer indéfiniment, si on

a la précaution d'empêcher l'élévation du niveau du liquide dans le tube. Il faut, pour cela, employer un siphon à section suffisamment étroite pour rester amorcé par capillarité, quand la branche extérieure, laquelle est la plus grande, ne plonge dans aucun liquide et s'ouvre librement dans l'atmosphère. Dès que, par filtration, une petite quantité de liquide entre dans le tube, une goutte du même liquide s'échappe par l'extrémité de la grande branche du siphon; l'expérience se poursuit alors d'une façon continue. Il faut également avoir soin de maintenir constant le niveau dans le vase, en l'alimentant à l'aide d'un vase de Mariotte convenablement réglé.

On constate ainsi que la vitesse d'écoulement dépend des conditions d'expérience, mais d'une façon trop irrégulière, par suite du dégagement des bulles d'hydrogène, pour permettre d'établir des lois précises. On peut seulement donner les indications suivantes: Pour un courant faible, quoique assez intense pour produire l'électrolyse, la filtration électrique est nulle. Si l'intensité du courant augmente, il en est de même de l'écoulement, qui finit bientôt par atteindre une valeur limite. En outre, la vitesse d'écoulement augmente avec la résistance du liquide. Enfin, elle est évidemment proportionnelle au périmètre du tube. Comme exemple de la grandeur du phénomène, il suffit d'indiquer que, dans une des expérience où l'écoulement était le plus intense, on obtenait 700 centimètres cubes de liquide par heure, avec un tube de 4 centimètres de diamètre.

Le passage d'un courant produisant une électrolyse sensible est nécessaire : la simple polarisation du mercure ne suffit pas.

M. Lippmann a montré [1] qu'il se produit une force tangentielle quand la tension superficielle varie d'un point à un autre du mercure. La filtration électrique est certainement due à cette cause. En effet, l'eau acidulée, située à l'intérieur du tube, n'est traversée par aucun courant d'intensité sensible, car elle ne communique avec le liquide extérieur que par la gaine qui contourne la partie inférieure du tube et dont la résistance est énorme. La densité du courant est donc nulle en tous les points du mercure situés dans le tube, et, grâce au phénomène de la dépolarisation spontanée, la polarisation du mercure doit être sensiblement plus faible à l'intérieur du tube qu'à l'extérieur. Quant à la tension superficielle, le contraire a lieu, car au-dessus de 9/10 de volt elle varie en sens inverse de la polari-

---

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. V, p. 545; 1875.

sation. M. Lippmann ayant montré que la force tangentielle est dirigée vers les points où la tension superficielle est la plus grande, l'écoulement électrique doit être également dirigé vers le tube, ce qui est bien conforme à l'expérience.

Au lieu d'enfoncer le tube dans le mercure, on peut le soulever de manière que son extrémité inférieure soit légèrement au-dessus de la surface du mercure. Comme il ne se produit plus alors une fermeture hydraulique, l'élévation du niveau est presque imperceptible. Si, dans cette position du tube, on place l'anode à son intérieur, on constate naturellement un abaissement du niveau dont la valeur est plus forte que celle de la précédente élévation. Ce résultat est dû à la différence des dimensions du tube et du vase. Dans cette dernière expérience, on peut évidemment remplacer le mercure par un métal solide ; mais on remarque alors qu'il ne se produit aucune variation de niveau.

INFLUENCE DE L'ÉTAT ÉLECTRIQUE D'UNE SURFACE LIQUIDE SUR LA CHALEUR DE VAPORISATION DE CE LIQUIDE ;

Par M. ÉMILE FONTAINE.

Dans un récent travail (1), M. Houllevigue a établi que la chaleur de vaporisation d'un liquide dépend de la forme de sa surface. On peut démontrer également que cette grandeur est une fonction de l'état électrique de la surface. Il suffit, pour cela, de modifier ainsi la démonstration de ce physicien.

Considérons un liquide contenu dans un vase très large, où plonge un tube dont le rayon est assez grand pour qu'on puisse regarder comme plane, la surface terminale du liquide dans ce tube, et supposons les surfaces libres en contact avec la vapeur seule du liquide. On peut, au moyen d'un plateau horizontal P (*fig.* 1), isolé et électrisé, établir une différence h entre les niveaux dans le tube et le vase.

M. Blondlot (2) a démontré qu'au voisinage de la surface électrisée A' la pression maximum de la vapeur d'un liquide était, pour une même température, plus petite qu'au voisinage de la surface

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 159 ; 1896.
(2) *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 442; 1884.

non électrisée A, et que la dénivellation h était liée à la densité électrique superficielle μ, en A′, par la relation :

$$h = \frac{2\pi\mu^2}{\Delta - \delta}$$

Δ et δ désignant respectivement les poids spécifiques du liquide et de sa vapeur saturante au voisinage d'une surface plane non électrisée.

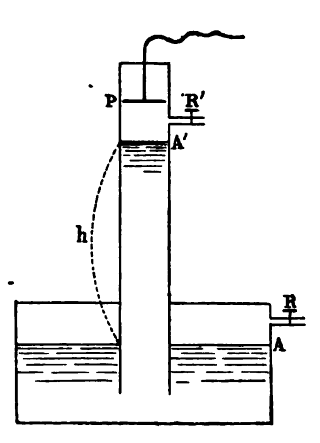


Fig. 1.

Ceci posé, supposons que le système parcoure le cycle isothermique fermé suivant :

1° Vaporisation d'un poids très petit $d\varpi$ de liquide à la surface A′ ;

2° Compression de la vapeur ainsi formée pour amener sa pression, de la valeur F′ qu'elle avait en A′ à la valeur F qui correspond à la surface A où la densité électrique est supposée nulle ;

3° Transport du poids $d\varpi$ de vapeur ainsi comprimée de A′ en A ;

4° Condensation de cette vapeur en A.

Si on admet, d'après les travaux de Blake, que les molécules liquides, en quittant par évaporation la surface électrisée d'un liquide, n'emportent aucune partie de la charge de ce dernier, on voit qu'il n'y aura pas lieu de tenir compte du travail des forces électriques. De sorte que les travaux élémentaires et les quantités de chaleur mises en jeu, dans les quatre opérations précédentes, auront les mêmes valeurs que celles obtenues par M. Houllevigue. En appli-

quant le principe de l'équivalence, on arrive à la relation :

$$L' = L + \frac{h}{E},$$

L et L′ désignant respectivement les chaleurs de vaporisation en A et A′, et E l'équivalent mécanique de la chaleur.

Si on remplace, dans la relation précédente, h par sa valeur en fonction de la densité superficielle, on a :

$$L' = L + \frac{2\pi\mu^2}{E(\Delta - \delta)},$$

égalité qui conduit à la conclusion suivante :

Quand une surface liquide est électrisée, la chaleur de vaporisation L′ de ce liquide est plus grande qu'elle ne le serait, si sa surface n'était pas électrisée, de la quantité $\frac{2\pi\mu^2}{E(\Delta - \delta)}$, la température étant supposée la même dans les deux cas.

UN NOUVEAU DISPOSITIF POUR PROTÉGER DES APPAREILS DE MESURE SENSIBLES CONTRE LES VIBRATIONS DU SOL (1) ;

Par M. W.-H. JULIUS.

M. W.-H. Julius, professeur de physique expérimentale à l'Université d'Amsterdam, où les perturbations sont tout particulièrement gênantes à cause de la nature boueuse du sol, a imaginé le dispositif suivant (actuellement déjà adopté dans plusieurs laboratoires) qui, tout en assurant au système mobile des galvanomètres, etc., une stabilité bien plus grande qu'un pilier de maçonnerie isolé du bâtiment, possède encore l'avantage d'être parfaitement transportable. — La *fig.* 1 en donne la vue générale.

L'appareil à protéger est fixé au moyen de trois étriers spéciaux (non figurés dans le dessin), sur le plateau T, mobile dans le sens vertical, le long des tiges en laiton S, qui, à leurs extrémités supérieures et inférieures, sont réunies par les bagues R_1 et R_2 (en

(1) Voir aussi *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 151, 1895; et *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, septembre 1896.

bronze coulé, comme le plateau mobile) et forment ainsi la carcasse rigide.

Trois vis calantes, trois ailerons amortisseurs D, plongeant dans des vases remplis d'huile de paraffine, et trois poids curseurs G, glissant le long des parties graduées des tiges, et pouvant, comme le susdit plateau, être calés à la hauteur voulue à l'aide d'écrous à ailes, complètent l'appareil.

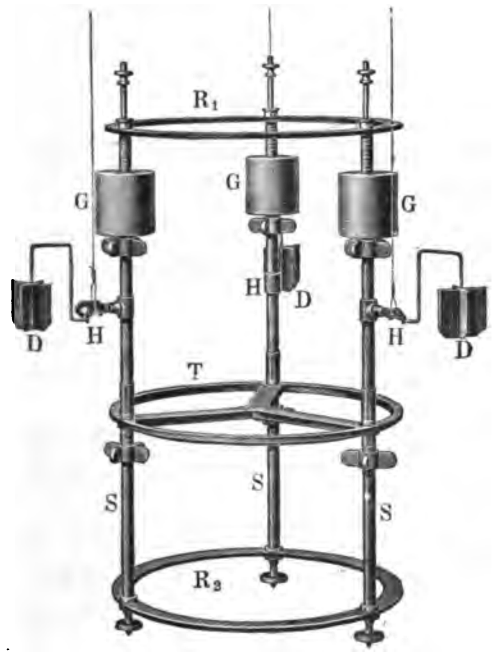


Fig. 1.

Le tout est suspendu à trois fils de bronze phosphoreux d'égale longueur, *aussi minces que possible*, et fixés aux crochets de suspension H (on obtient de très bons résultats avec des fils d'une épaisseur telle que la charge que chacun doit supporter soit le tiers de sa limite d'élasticité).

En haut, ces fils sont attachés aux sommets d'une étoile à trois bras, très solide, en fonte de fer ou de bronze coulé (non visible dans le dessin), dont le centre ou le moyeu est fixé au moyen d'un boulon, soit à la charpente du plancher de l'étage supérieur, soit, ce qui vaut mieux, à une console ou à une poutrelle, maçonnées dans le mur, et, si possible, sans contact direct avec le plafond.

On peut aisément établir :

1° Que les forces qui s'exercent sur l'appareil à réflexion placé sur le support sont notablement affaiblies par le fait même qu'il est suspendu ;

2° Que la construction du support permet de réduire à un minimum, par un réglage judicieux, l'influence de ces forces sur la position d'équilibre du galvanomètre.

Ce réglage consiste à *amener le centre de gravité de la masse suspendue dans le plan* HHH ; les poids curseurs G permettent d'atteindre ce résultat.

Toutefois elles ne s'annulent d'une façon absolue qu'à la condition :

1° Que les trois fils de suspension soient parfaitement identiques et d'égales longueurs ;

2° Que les tensions y soient absolument les mêmes, c'est-à-dire que la symétrie de l'appareil soit parfaite ;

3° Que les trois sommets de l'étoile boulonnée contre le plafond n'exécutent que des mouvements parallèles de même phase ;

4° Que l'on puisse négliger les courants et la résistance de l'air ambiant.

C'est seulement à ces conditions que les mouvements de *tous* les points du corps seraient identiques à ceux de son centre de gravité.

Puisqu'à toutes ces conditions on ne peut satisfaire qu'approximativement, les différents points du système suspendu exécuteront, outre les déplacements du centre de gravité communs à tous, de faibles mouvements, qui, en général, seront d'autant plus grands que les points sont plus éloignés du centre de gravité.

Si donc il y a dans l'appareil à protéger un point particulier dont on veut tout spécialement assurer l'immobilité (comme, par exemple, le point de suspension du système mobile dans un galvanomètre), *la position la plus favorable du plateau* T *sur lequel est posé l'instrument à réflexion, est telle que le susdit point se trouve également dans le plan* HHH.

On parvient d'une façon très satisfaisante à éviter l'action des courants d'air et des autres causes d'agitation qui n'ont pas été examinées ici en détail, à l'aide des ailerons D, plongeant dans des vases remplis d'huile de paraffine, qui reposent sur des supports quelconques ; dans ce but, il est utile d'installer l'appareil au-dessus d'une table.

Voici maintenant comment on procèdera au réglage.

Pendant que le support repose sur ses trois vis calantes, et que les fils en sont détachés, on procède d'abord au nivellement ; ensuite, le plateau qui porte le galvanomètre est fixé à l'aide de ses écrous à une hauteur telle que le point d'attache du fil de cocon ou de quartz se trouve très approximativement dans le plan des crochets HHH. — Après avoir calé au moyen des trois étriers le galvanomètre dont on ôte éventuellement le système mobile, on tourne l'appareil sur le côté, on le suspend (en utilisant par exemple les trois fils simultanément) à l'un des trois crochets, qui dans ce but affecte une forme spéciale ; et l'on déplace les trois poids curseurs (tout en ayant soin qu'ils restent toujours tous les trois sur les mêmes traits de division des tiges), jusqu'à ce que les tiges se placent horizontalement. Alors le centre de gravité se trouve dans le plan HHH, qui est ici le plan de suspension ; — (si l'on n'y parvient pas à cause du poids considérable de l'instrument que l'on veut protéger, on peut ajouter des poids auxiliaires en forme d'anneau, que l'on glisse sur les prolongements des tiges visibles sur la figure).

On cale les poids curseurs, on met le support debout, on accroche les fils, et on arrange les ailerons amortisseurs.

Le système mobile du galvanomètre peut alors être replacé.

Il suffit d'égaliser les longueurs des fils une fois pour toutes (des tendeurs intercalés dans les fils près des extrémités inférieures facilitent beaucoup cette besogne) ; si l'on constate une légère dénivellation après les avoir accrochés, il n'y a aucun inconvénient à rendre le système mobile du galvanomètre de nouveau libre à l'aide des vis calantes de ce dernier : la symétrie n'en sera affectée que d'une façon imperceptible [1].

MINIMUM DE DÉVIATION DANS LE PRISME. — DÉMONSTRATION ÉLÉMENTAIRE ;

Par M. P. LUGOL.

Soient i, i' les angles d'incidence et d'émergence d'un rayon dans la section principale, r et r' les rayons intérieurs correspondants. Supposons, pour fixer les idées, $i < i'$; on a $r < r'$. On sait que la déviation est exprimée par

$$D = i - r + i' - r',$$

[1] L'exécution de l'appareil a été confiée à la maison P. J. Kipp en Zonen, J. W. Giltay, successeur, à Delft (Hollande).

qu'elle a la même valeur pour les incidences i et i', et que les rayons intérieurs II' et II'' correspondants (*fig.* 1), symétriques par rapport à la perpendiculaire IE à la bissectrice de la section principale, font avec la normale IN des angles $r = \frac{A}{2} - \varepsilon$ et $r' = \frac{A}{2} + \varepsilon$, ce qui montre de suite que la déviation est minima ou maxima quand le rayon intérieur est dirigé suivant IE. Pour prouver qu'elle est minima dans le cas où $n > 1$, il suffira de montrer qu'elle diminue constamment quand II' se rapproche de IE, c'est-à-dire quand l'incidence tend vers la valeur singulière qui correspond à IE.

Il y a entre i et r la relation

$$\sin i = n \sin r.$$

Donnons à i une valeur $i_1 = i + \alpha$, et soit $r_1 = r + \beta$ la nouvelle valeur de r, on a

$$\sin (i + \alpha) = n \sin (r + \beta).$$

Si α et β sont assez petits pour que l'on puisse remplacer leurs sinus par les angles et leurs cosinus par 1, la relation devient

$$\alpha \cos i = n \beta \cos r$$

ou

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{n \cos r}{\cos i} = \sqrt{\frac{n^2 - \sin^2 i}{1 - \sin^2 i}}.$$

FIG. 1.

Donnons maintenant à i_1 un nouvel accroissement α_1 tel que r augmente encore de β. On aura :

$$\frac{\alpha_1}{\beta} = \sqrt{\frac{n^2 - \sin^2 i_1}{1 - \sin^2 i_1}}.$$

Or,

$$\frac{n^2 - \sin^2 i}{1 - \sin^2 i} < \frac{n^2 - \sin^2 i_1}{1 - \sin^2 i_1}$$

puisqu'on passe de la première expression à la seconde en diminuant d'une même quantité les deux termes d'une fraction > 1 ; il en résulte $\alpha_1 < \alpha$.

Si donc on donne à i des accroissements successifs tels que les accroissements correspondants de r soient égaux, ces accroissements sont d'autant plus grands qu'ils s'appliquent à un angle i plus grand lui-même.

Cela posé, quand l'incidence du rayon sur le prisme augmente de α, r augmente de β, r' *diminue de la même quantité* β, et i' diminue de α'. On a donc :

$$D' = i + \alpha - (r + \beta) + (i' - \alpha') - (r - \beta) = D + \alpha - \alpha'$$

Comme

$$i < i', \qquad \alpha < \alpha',$$

donc

$$D' - D < 0.$$

La déviation diminue, quel que soit i, tant qu'il est plus petit que i', C. Q. F. D.

Le raisonnement précédent prouve, en outre, qu'il n'y a pas d'autre maximum ou minimum pour D.

LOI DE L'ACTION PHOTOGRAPHIQUE DES RAYONS X;

Par M. L. N. VANDEVYVER.

Dans une notice communiquée récemment à l'Académie de Belgique (¹), j'ai montré, par une *première série d'essais*, que le temps de pose qu'exige une bonne épreuve radiographique d'une partie du corps humain est donné par la règle suivante :

« *Étant connu le temps de pose minimum t nécessaire pour obtenir une épreuve nette d'un objet* A, *d'épaisseur* E, *la durée du temps de pose* t', *à donner pour un objet* B, *d'épaisseur* E', *est donnée par la formule :* $t' = t\left(\frac{E'}{E}\right)^3$, *c'est-à-dire qu'elle varie en raison inverse du cube de l'épaisseur de l'objet* B, *rapportée à celle de l'objet* A.

Dans le même ordre d'idées, voici une autre conclusion assez curieuse et déduite de l'expérience.

On démontre en optique que la *quantité de la lumière ordinaire reçue*

(¹) *Bull. de l'Académie royale de Belgique*, 3ᵉ série, t. XXXII, nᵒˢ 9 et 10 (sept.-oct. 1896).

normalement sur une surface donnée varie en raison inverse du carré de sa distance à la surface lumineuse.

Je me suis demandé si l'action des rayons X, sur l'émulsion d'une plaque photographique, était soumise à la même loi.

A cet effet, j'ai d'abord déterminé par quelques essais le temps de pose nécessaire pour avoir une radiographie suffisamment nette de certains objets (aluminium, cuivre, plomb, bois, etc.), placés sur une plaque photographique à une distance de 5 centimètres d'un tube focus de Watson.

Cela étant, j'ai radiographié ces objets en plaçant le tube à des distances croissantes, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35 centimètres, etc., et j'ai augmenté les temps de pose dans le rapport des carrés des distances.

Afin de rendre les résultats comparables entre eux, j'ai réuni ces essais sur une même plaque, ce qui élimine les erreurs qui pourraient provenir de la différence de sensibilité de plusieurs plaques.

Pour cela, après avoir placé l'extrémité de gauche de la plaque sous le tube à la distance de 5 centimètres, je recouvre entièrement la partie de droite de la plaque d'une feuille de plomb de 3 à 4 millimètres d'épaisseur, en ne laissant à découvert qu'une bande de 25 millimètres sur laquelle je dépose les objets à radiographier.

L'épreuve terminée, je recule la plaque photographique de 25 millimètres vers la gauche, ce qui dégage une nouvelle bande à radiographier, et je recouvre les 25 millimètres de gauche, qui viennent d'être impressionnés, d'une seconde feuille de plomb, et ainsi de suite.

Cette façon de procéder, dont l'idée première est due à M. le professeur Schoentjes, permet de réaliser 6 à 7 épreuves sur une plaque 13/18, et n'exige qu'un seul bain de développement, ce qui rend les épreuves obtenues absolument comparable entre elles.

En appliquant ainsi aux temps de pose la loi du carré des distances, j'ai trouvé que cette loi n'est pas vérifiée. Dans le cas actuel, les expositions sont *beaucoup trop longues* et, par conséquent, les impressions trop prononcées; les écarts d'une épreuve à la suivante sont énormes.

Après divers essais, je suis arrivé à conclure que *l'action des rayons X varie en raison inverse de la distance du tube à la plaque photographique*. C'est-à-dire que, pour des distances de 5, 10, 15, 20, 25 centimètres, etc., on obtient avec des expositions de 10, 20, 30, 40, 50 secondes, etc., un cliché qui, au développement, donne une série

d'images venant en même temps et uniformément. L'action chimique des rayons X s'est donc produite avec une égale intensité dans les différentes épreuves.

F.-H. GRIFFITHS. — The Thermal Unit (L'unité thermique). *Phil. Mag.*, 5e série, t. XL, p. 431 ; 1895.

M. Griffiths publie un mémoire qu'il a lu au Congrès de l'Association Britannique tenu à Ipswich. Il appelle sur ses conclusions l'attention de tous les physiciens, dont il demande l'avis.

Il résulte de la comparaison des mémoires de calorimétrie que la capacité calorifique de l'eau à diverses températures n'est pas très bien connue, et les physiciens qui mesurent des quantités de chaleur par la méthode des mélanges, et rapportent les chaleurs mesurées à la capacité calorifique de l'eau, ne ramènent ces chaleurs mesurées à la *capacité calorifique de l'eau entre* 0° *et* 1°, qu'au moyen de formules, ou incertaines ou manifestement erronées. On emploie encore, par exemple, les formules de Regnault, sans se souvenir que le travail magistral de Rowland sur l'équivalent mécanique de la chaleur a établi l'inexactitude des formules de Regnault pour la capacité calorifique de l'eau au-dessous de 30°.

Entre 10° et 30°, Regnault faisait croître la chaleur spécifique de l'eau ; Rowland a trouvé, soit par la méthode des mélanges, soit par la mesure de l'équivalent mécanique dans des expériences où l'on faisait varier la température finale de l'eau du calorimètre, qu'il y a au contraire décroissement continu. Ses conclusions ont été confirmées par M. Griffiths. D'autres physiciens avaient cru trouver un minimum de la chaleur spécifique entre 10° et 30°. Il faut faire grande attention, dans la discussion de ces nombres, à l'échelle thermométrique employée ; et, pour que des mesures soient comparables, il faut qu'elles soient faites au moyen de thermomètres qu'on puisse comparer au thermomètre normal à azote.

Le rapport de la « calorie moyenne » à l' « unité thermique à 15° » varie, suivant les auteurs, entre 1,013 et 0,9957 ; pour les uns il est supérieur, pour d'autres inférieur à l'unité.

De pareilles divergences suffisent parfaitement à expliquer les divergences entre les nombres donnés par divers expérimentateurs pour l'équivalent mécanique de la chaleur.

Dans ces conditions, puisque l' « unité thermique à 15° », c'est-à-dire à la température à laquelle la capacité calorifique de l'eau est le mieux déterminée, n'est connue en fonction de la « calorie moyenne » ou de « l'unité thermique à 0° », qu'avec quelque incertitude, il y a un double inconvénient à prendre pour unité de quantité de chaleur la « calorie » telle qu'on la définit d'ordinaire :

1° Inconvénient pratique considérable, avoir une unité imparfaitement connue, et subordonner ainsi la valeur des nombres donnés dans les mémoires de calorimétrie, à l'exactitude de la loi admise pour la variation de la chaleur spécifique de l'eau ;

2° Inconvénient théorique évident à choisir une unité très arbitrairement définie.

M. Griffiths n'hésite pas à préconiser l'emploi d'une unité qui se rattache directement à l'unité de travail mécanique : il propose les deux solutions suivantes :

Première solution.

1° Adopter pour unité de quantité de chaleur, *par définition*, la chaleur équivalente à 42×10^6 ergs, et appeler cette unité un *Rowland ;*

2° *Jusqu'à nouvel ordre*, admettre que l'unité thermique à 10°, ou le *therm* à 10°, est le « therm étalon », c'est-à-dire vaut 1 rowland ;

3° Adopter, *toujours jusqu'à nouvel ordre*, les formules suivantes pour réduire les unités thermiques entre 10° et 20° en unités thermiques à 15° :

$$Q_{10} = Q_t\,[1 - 0{,}000415\,(t - 10)] \qquad \text{entre } 10° \text{ et } 15°,$$

et

$$Q_{10} = Q_t\,[0{,}99935 - 0{,}000284\,(t - 10)] \qquad \text{entre } 15° \text{ et } 20°.$$

Deuxième solution.

1° Définir le rowland comme valant $41{,}89 \times 10^6$ ergs ;

2° *Jusqu'à nouvel ordre*, admettre que le *therm* à 15° est le therm étalon, valant 1 rowland ;

3° Jusqu'à nouvel ordre encore, adopter, pour exprimer les résultats de mesures calorimétriques entre 10° et 20°, en fonction du *therm étalon*, les formules

$$Q_{15} = Q_t\,[1 + 0{,}000414\,(15 - t)] \qquad \text{entre } 10° \text{ et } 15°,$$

et

$$Q_{15} = Q_t \, [1 - 0{,}000284 \, (t - 15)] \qquad \text{entre } 15^\circ \text{ et } 20^\circ.$$

On procéderait ainsi, pour l'unité de quantité de chaleur, comme on a procédé pour l'unité de résistance électrique : commencer par donner une définition théorique, rattachant l'unité à une unité absolue dérivée du système C. G. S. ; en second lieu, en vertu d'une convention entre physiciens, adopter pour étalon réalisant suffisamment l'unité théorique une unité pratique facile à reproduire, et bien spécifier que cette unité pratique est susceptible de légères modifications à mesure que les déterminations seront plus précises.

Il semble que la discussion doive porter surtout sur le choix du multiple de l'erg que l'on prendra par définition pour unité de chaleur, et sur les noms à adopter : en France, il est douteux, par exemple, que le mot *therm* semble heureusement choisi. Mais le principe même de la réforme proposée par M. Griffiths paraît difficilement contestable.

B. Brunhes.

W. RUCKER. — A summary of the results of the recent magnetic Survey of Great Britain and Ireland conducted by professors Rücker and Thorpe (Résumé des résultats de la récente exploration magnétique de la Grande-Bretagne par les professeurs Rücker et Thorpe). *Terrestrial magnetism, an international quaterly Journal*, vol. I, n° 3, juillet 1896.

MM. Rücker et Thorpe avaient déjà fait, de 1884 à 1888, des observations magnétiques en 205 stations du Royaume-Uni. Les observations de ce premier groupe sont toutes ramenées au 1er janvier 1886. Depuis lors, ils ont observé les éléments magnétiques en 677 stations nouvelles, ce qui fait au total 882, et ils ont rapporté les observations au 1er janvier 1891. Les éléments observés sont toujours la déclinaison, la composante horizontale et l'inclinaison.

Dans les deux groupes d'observations, on divisait le pays en neuf districts se recouvrant partiellement, et limités par des degrés de latitude et de longitude. On distribuait les stations dans chacun d'eux de telle sorte que le nombre de stations par unité de surface fût sensiblement le même pour tous les districts. On définissait une *station centrale* par la moyenne des latitudes et des longitudes des stations étudiées, et on prenait pour déclinaison de cette station la moyenne des déclinaisons observées. La variation de la déclinaison pour un degré de longitude et pour un degré de latitude se calculaient en admettant la constance de ces nombres dans l'étendue d'un même

district. Les nombres relatifs aux régions limites communes à plusieurs districts s'obtiennent en prenant la moyenne.

On cherche alors une formule générale, empirique, reliant entre eux les résultats relatifs à toutes les stations centrales. On calcule, pour ces stations centrales, la variation séculaire des divers éléments magnétiques, par la comparaison des nombres obtenus dans les deux cas aux stations comprises dans les deux séries : on prend la variation entre les deux dates réelles des deux observations, et l'on en déduit la variation séculaire pour un an à la station centrale.

Ayant ces variations séculaires, on peut déduire du réseau des lignes isomagnétiques du Royaume-Uni, tracé au 1er janvier 1886, d'après la première série, ce que sera ce même réseau au 1er janvier 1891. On ne trouve naturellement pas une concordance absolue entre ce réseau calculé et le réseau déduit de la seconde série de mesures, rapportées au 1er janvier 1891. Les différences sont assez faibles, *et leur ordre de grandeur donne une idée nette du degré de précision des tracés*. Deux isogones, portant le même numéro, sont distantes sur les deux tracés de 1m,4 à 1m,7, c'est-à-dire de 2 kilomètres environ; deux lignes d'égale composante horizontale, de 2 à 4 miles et deux lignes isoclines (toujours de même numéro), de 1m,8 à 2m,6. Ayant ainsi un tracé moyen des isomagnétiques, il est aisé d'en déduire les perturbations locales. On pourra déduire des trois éléments observés en un lieu donné, les trois composantes de la force magnétique verticale, horizontale vers le nord, et horizontale vers l'ouest. On compare leurs valeurs aux valeurs déduites de l'étude du réseau. Les différences sont les composantes de la force magnétique perturbatrice. On compte positivement la composante verticale de la force perturbatrice quand elle est dirigée vers le bas : on détermine la grandeur de la résultante des deux composantes horizontales et son angle avec le méridien géographique. On appellera crêtes et vallées les lignes de maximum et de minimum de la force verticale perturbatrice. On représente par des flèches les forces perturbatrices horizontales, et l'on constate qu'en règle générale *les flèches sont toujours dirigées vers les crêtes*. On a reconnu ainsi l'existence de huit centres d'attraction magnétique, satisfaisant aux deux conditions de présenter une ligne suivant laquelle l'attraction verticale est maximum, et vers laquelle sont dirigées, de part et d'autre, les forces perturbatrices horizontales. Une discussion approfondie des erreurs possibles montre que la force perturbatrice horizontale dépasse dans

bien des cas l'erreur possible sur la valeur de H, mais que c'est surtout la force perturbatrice verticale qui, dans certains cas, atteint un ordre de grandeur telle qu'elle ne saurait être attribuée en aucune façon à une erreur de mesure. Cette force verticale atteint, au-dessus des roches sédimentaires, la valeur de 0,00600 C. G. S ; au-dessus des régions formées de granite et de gneiss, elle est double et beaucoup plus grande encore au-dessus des régions basaltiques ; l'erreur possible sur la composante verticale ne dépasse pas ±0,00033 C.G.S.

La principale perturbation est celle que produisent les roches basaltiques, qui sont toujours des centres d'attraction. Quand on connaît approximativement la profondeur d'une couche de basalte et son étendue, on peut calculer le moment magnétique qu'elle acquiert par aimantation sous l'influence du champ terrestre, si l'on connaît la susceptibilité magnétique de la roche. Pour faire les mesures de susceptibilité de roches, les auteurs préparent une série de liquides magnétiques étalons, obtenus en délayant de l'oxyde magnétique de fer en proportions variables, dans de la glycérine. On étudie ces mélanges par la méthode du magnétomètre, et on leur compare après coup les échantillons des roches, à la balance d'induction de Hughes. On place pour cela deux tubes semblables pleins du même mélange aux deux côtés de la balance, et on réduit le téléphone au silence à l'aide du compensateur. On introduit alors l'échantillon dans un des vases, en faisant sortir un égal volume du liquide et on détermine à nouveau le zéro. Les basaltes de l'ouest de l'Ecosse et d'Irlande ont une susceptibilité moyenne de 0,00245, et ceux de Mull, 0,0016.

Les détails des calculs sont donnés dans le mémoire original (publié au complet dans les *Philosophical Transaction*, t. 48, 1890). Il suffit d'indiquer un résultat. Si l'on imagine une distribution de matière magnétique dont la profondeur est comprise entre 135 mètres et 20 kilomètres (on ne peut pas faire intervenir l'action d'une couche plus profonde, car au-delà de 20 kilomètres, l'élévation de température détruit toute aimantation), et dont la perméabilité ne dépasse pas celle du basalte de Mull, la seule présence de cette masse dans le champ magnétique terrestre suffit à produire des forces perturbatrices verticales du même ordre de grandeur que celles qu'on observe actuellement en Grande-Bretagne et en Irlande, et des forces perturbatrices horizontales notablement plus grandes que celles qu'on a observées.

L'une des conclusions sur laquelle insistent les auteurs est celle-ci :

en aucun cas on n'a mis nettement en évidence une répulsion du pôle nord de l'aiguille par les roches ignées. On ne peut donc attribuer leur action perturbatrice à une aimantation due aux courants terrestres, car il n'y a pas de raison pour que ces courants circulent toujours dans la même direction, et s'ils étaient la cause de l'attraction exercée sur l'aiguille aimantée par ces rochers, cette attraction ne devrait pas être constamment de même sens.

B. Brunhes.

A.-W. RUCKER. — On the existence of vertical Earth-Air Electric currents in the United Kingdom (Sur l'existence, dans le Royaume-Uni, de courants électriques verticaux, de la terre à l'air). *Philos. Magaz.*, 5e série, t. XLI, p. 99, 1896.

M. Rücker conteste une assertion de M. Adolphe Schmidt, d'après laquelle un courant électrique circulerait de la terre à l'atmosphère à travers la surface du sol; la *densité* de ce courant serait d'environ $\frac{1}{10}$ d'ampère par kilomètre carré.

En prenant les tracés des lignes isomagnétiques provenant des deux séries de mesures, et calculant pour un circuit fermé quelconque tracé sur la surface du Royaume-Uni, l'intégrale qui représente le travail effectué par un pôle magnétique-unité qui suit le contour, on trouve bien un résultat égal à zéro, ou du moins très voisin de zéro, et d'un signe irrégulier: les courants électriques correspondants seraient seulement de quelques millièmes d'ampère par kilomètre carré, et ne sauraient atteindre en aucun cas la valeur donnée par M. Schmidt.

B. Brunhes.

HERBERT HURST. — A new theory of hearing (Nouvelle théorie de l'audition). *Transactions Liverpool biological Society*, t. IX, p. 321 à 353, 1895.

Des expériences de Kohlrausch et d'autres savants ont établi que deux ondes, isolées, séparées par un intervalle de temps convenable, suffisent pour donner la sensation d'une note, dont la hauteur est déterminée par l'oreille avec une certaine approximation : les limites de l'erreur possible sont exprimées par le rapport $\frac{24}{25}$. Quand le nombre absolu de vibrations se succédant au même intervalle de temps va en croissant, l'approximation obtenue dans l'appréciation de la hauteur va en croissant aussi, jusqu'à ce qu'on atteigne le chiffre de 16 vibrations : à partir de là, la précision obtenue ne varie pas. Ces résultats condamnent toutes les théories fondées sur la

« résonance », qui attribuent la sensation de hauteur à la vibration de fibres de la membrane basilaire qui répondraient à la note à laquelle chacune d'elles est accordée.

La théorie proposée par M. Hurst explique tout autrement la correspondance entre une note donnée et un groupe donné de fibres de l'organe de Corti. Pour des raisons dans le détail desquelles on ne saurait entrer ici, l'auteur montre qu'un ébranlement arrivé jusqu'à la fenêtre ovale doit se transmettre au canal intérieur du limaçon, mais se transmettre presque intégralement à la section inférieure de ce canal, à celle qui est limitée par la membrane basilaire. Cette membrane constitue la paroi inférieure de la cloison qui sépare en deux le canal du limaçon, la paroi supérieure étant formée de la membrane de Reissner, et les deux membranes comprenant entre elles, à l'intérieur de la cloison, l'organe de Corti. La membrane basilaire est rendue très élastique par la tension transversale de ses fibres, solidement attachées à leurs deux bouts. Le liquide qui remplit le canal peut être considéré comme incompressible ; une impulsion qui arrive de la fenêtre ovale tendra à comprimer le liquide ou à élargir le canal ; elle mettra en jeu l'élasticité de la membrane basilaire ; celle-ci, réagissant, poussera le liquide situé en avant dans le canal, et l'ébranlement pourra ainsi se propager de proche en proche. On obtient une *onde* qui diffère de toutes les ondes connues, en ce qu'ici l'énergie potentielle est celle de fibres tendues à angle droit de la direction de propagation, et l'énergie cinétique est celle d'un fluide en mouvement. L'énergie cinétique et l'énergie potentielle sont égales, et l'énergie totale de l'onde reste constante durant sa transmission, sauf une portion qui peut être très faible et qui est convertie en chaleur par frottement intérieur. L'amplitude du déplacement va d'ailleurs en augmentant à mesure que l'onde s'avance vers le sommet du limaçon, où le canal cochléaire devient de plus en plus étroit.

Quand on arrive au sommet, la membrane basilaire se continue par la membrane de Reissner qui revient jusqu'à la base en formant l'autre paroi de la cloison du canal. L'onde passe par là dans l'autre bras du canal cochléaire, et s'y poursuit jusqu'à la base où elle arrive en diminuant d'amplitude, et où elle se perd en mouvements tourbillonnaires ou irréguliers du liquide qui remplit le limaçon.

Voici maintenant le point capital : Une onde unique met en mouvement successivement toutes les fibres de chacune des membranes basilaires et de Reissner ; mais les mouvements de ces membranes

n'impriment qu'un mouvement d'ensemble à l'organe de Corti qu'elles comprennent entre elles, et n'affectent pas les fibres nerveuses de cet organe.

Au contraire, si un second ébranlement, pareil au premier, lui succède à un intervalle de temps convenable, l'onde d'aller qui se transmet par la membrane basilaire se croisera avec l'onde de retour qui revient par la membrane de Reissner; au point de croisement, les deux membranes sont brusquement rapprochées l'une de l'autre, et l'organe compris entre elles est comprimé: cette compression affecte les fibres nerveuses à l'endroit où le croisement a lieu. Le temps maximum qui peut s'écouler entre les deux ondes successives, pour qu'elles donnent lieu à une impression, est le temps qu'il faut à une onde pour parcourir le limaçon aller et retour, en partant par un des bras du canal et revenant par l'autre; suivant les personnes, ce temps est de $\frac{1}{8}$ à $\frac{1}{16}$ de seconde.

A-t-on, au lieu de deux ébranlements isolés, une succession d'ébranlements à intervalles égaux, il arrive, en général, qu'il y a plusieurs points de croisement d'une onde d'aller et d'une onde de retour, l'un par exemple, correspondant à la rencontre de la première et de la seconde onde, une autre à la rencontre de la première et de la troisième. Cependant on n'entend qu'une note. C'est que, selon M. Hurst, l'ébranlement produit à celui des deux points de rencontre qui est le plus près du sommet du limaçon l'emporte tellement en amplitude que l'autre n'est pas perçu, du moins normalement : il arrive, dans certains cas, qu'en faisant rendre à un instrument, 5 ou 10 minutes durant, une note donnée, dont on accroît progressivement l'intensité, on finit par entendre l'octave grave de cette note ; ce serait simplement, d'après l'auteur, rendre exceptionnellement perceptible un ébranlement qui existerait en temps ordinaire.

On pourrait objecter que, dès lors, les sons graves devraient toujours être beaucoup moins intenses que les sons aigus. L'auteur s'attache à montrer que le rôle de l'oreille moyenne est de renforcer les sons graves et d'éteindre relativement les sons aigus. C'est seulement lorsque la *même note* produit des ébranlements en deux ou plusieurs points de l'organe de Corti, que celui d'entre eux qui donne la sensation la plus aiguë efface absolument les autres.

Après avoir esquissé une théorie des accords et des discordances,

M. Hurst répond à une objection qui viendrait naturellement à l'esprit des pathologistes. On sait qu'une lésion au sommet du limaçon entraîne la surdité pour les sons graves, en laissant l'oreille sensible aux sons aigus. La théorie de la résonance localisait les sensations des sons graves au sommet du limaçon et les sensations de sons aigus à la base. La théorie de M. Hurst suppose, au contraire, que ce sont les fibres du sommet qui sont affectées par les sons aigus.

La difficulté n'est qu'apparente : s'il y a une lésion qui détruise l'élasticité de la membrane basilaire, avant d'arriver au sommet du limaçon, l'onde trouve par là un passage pour sauter à la membrane de Reissner, et la course totale de l'onde dans le limaçon s'en trouve abrégée : deux ondes se succédant à $\frac{1}{20}$ de seconde, par exemple, à un assez court intervalle pour se croiser dans le limaçon d'une oreille saine, seront ici trop espacées, et la première aura complètement terminé sa course avant que la seconde n'ait commencé la sienne : l'oreille sera sourde pour ce son grave.

B. Brunhes.

ED. VON STACKELBERG. — Ueber die Lösungswärme des Chlornatriums (Sur la chaleur de dissolution du chlorure de sodium). *Zeitschrift für Phys. Chemie*, XX, 2 ; 1896.

L'exemple du chlorure de sodium prouve que tous les corps n'ont pas nécessairement une chaleur de dissolution décroissante, quand la température s'élève. Des nombres obtenus par Winkelmann et par Staub, qui ont fait dissoudre du sel dans différentes quantités d'eau et ont étudié la chaleur de dissolution en fonction de la concentration, on peut déduire la chaleur de dissolution en solution saturée, à 0° : il y a, dans ce cas, dégagement de chaleur, et l'on a $\rho = -4,5$ calories [1]. A 18° on a, d'autre part, absorption de chaleur, sensible, quoique

[1] $\lambda_m dm$ étant la quantité de chaleur absorbée par la dissolution d'une masse dm de sel dans une solution de m grammes de sel pour 100 d'eau, la chaleur de dissolution totale est :

$$\Lambda_m = \int_0^S \lambda_m dm,$$

s étant la valeur maximum de m, c'est-à-dire la teneur de la solution *saturée* à la température de l'expérience. La valeur limite λ_s pour $m = s$ est la chaleur de dissolution en solution saturée, ρ.

faible, $\rho = + 2$ calories. On devait s'y attendre, puisque la solubilité augmente avec la température.

La considération des chaleurs spécifiques des dissolutions saturées à 0° et à 18° conduit, d'ailleurs, aux mêmes conclusions. Suivant les nombres adoptés pour ces chaleurs spécifiques, on trouve :

$$\rho_{18} - \rho_0 = 5,4 \text{ calories ou } = 7,5 \text{ calories.}$$

La valeur *observée*, $\rho_{18} - \rho_0 = + 2 - (-4,5) = + 6,5$, concorde bien avec la valeur calculée.

La chaleur de dissolution *totale* Λ va bien en décroissant, quand on passe de 0° à 18°, mais la chaleur de dissolution en solution saturée, ρ, va en croissant : elle doit passer par la valeur zéro, entre les températures de 0° et de 18°, mais elle traverse cette valeur en passant du négatif au positif, et non du positif au négatif, comme le voudraient les considérations de M. Le Chatelier sur « la courbe théoriqué de solubilité ».

La constance de la solubilité du chlorure de sodium aux températures moyennes, doit donc être considérée comme correspondant au *minimum* (et non au maximum) d'une courbe qu'on ne peut suivre pour des températures inférieures, à cause de la formation de $NaCl + 2H^2O$.

B. Brunhes.

ED. VON STACKELBERG. — Expériences sur la variation de la solubilité avec la pression. *Bulletin de l'Académie impériale des Sciences de Saint-Pétersbourg*. série V, tome IV, n° 2; 1896.

Les équations théoriques de solubilité, telles qu'elles ont été établies par MM. Le Chatelier, Braun, Van Laar, donnent, pour la variation de la solubilité par la compression, des nombres suffisamment concordants avec les nombres fournis par l'expérience directe, *même pour des solutions concentrées*, à condition d'introduire alors dans les formules la concentration moléculaire, — c'est-à-dire de remplacer le rapport du nombre de molécules du sel dissous au nombre de molécules du dissolvant, — par le rapport du nombre de molécules du sel dissous au *nombre total* des molécules du sel dissous et du dissolvant : ces deux rapports se confondent dans le cas de solutions très étendues, mais non dans le cas général.

On a soumis à des pressions de 400 et 500 atmosphères, au moyen de la pompe Cailletet, des solutions de chlorhydrate d'ammoniaque,

de sel marin et d'alun. La solution maintenue dans le récipient sous pression, en présence d'un excès de sel, était constamment agitée par un agitateur de nickel, qu'on faisait monter et descendre sous l'action d'un électro-aimant extérieur. On a trouvé, pour l'excès, en milligrammes, de sel dissous dans 1 gramme de solution saturée sous la pression normale :

NaCl.................	500 atm.	+ 6 mmgr.
AzH^4Cl...............	500 —	— 14 —
Alun	400 —	+ 27 —

Il est à remarquer que les nombres observés sont toujours un peu plus faibles que les nombres calculés.

B. Brunhes.

J. ELSTER et GEITEL. — Ueber eine lichtelectrische Nachwirkung der Kathodenstrahlen (Sur une action photo-électrique résiduelle des rayons cathodiques). *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 487 ; 1896.

M. Goldstein [1] a récemment découvert que quelques sels, notamment les composés haloïdes des métaux alcalins, soumis dans le vide à l'action des rayons cathodiques, prennent une coloration propre, et que leur phosphorescence diminue à mesure que cette coloration augmente. MM. Wiedemann et Schmidt [2] pensent que la coloration est due à la production de petites quantités de sous-chlorures, sous-iodures ou sous-bromures.

Les auteurs ont démontré que les sels ainsi colorés par l'action des rayons cathodiques sont désormais photo-électriquement actifs, à la manière des métaux alcalins. Le pouvoir photo-électrique de ces sels disparaît en même temps que leur couleur, quand on les calcine ; il diminue peu à peu, en même temps que cette couleur pâlit, sous l'action prolongée de la lumière.

En dehors de sels haloïdes des métaux alcalins, la fluorite incolore, le carbonate de potasse, et certains verres alcalins se colorent aussi par l'action des rayons cathodiques, et acquièrent un pouvoir photo-électrique lié à cette coloration. Les chlorures de baryum et de calcium se comportent de même, mais avec une activité beaucoup moindre.

---

(1) Goldstein, *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 371; 1895.
(2) E. Wiedemann et G.-C. Schmidt, *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 262; 1895.

Le chlorure de sodium fondu bleuit autour de la cathode, quand on l'électrolyse. Ce chlorure bleui, la fluorite naturelle bleu violet et les échantillons blancs de sel gemme sont photo-électriquement actifs, sans qu'il soit nécessaire de les soumettre préalablement à l'action des rayons cathodiques. La calcination, ou toute autre cause qui fait disparaître la couleur, supprime aussi le pouvoir photo-électrique.

Il est bien vraisemblable que la coloration naturelle ou acquise de ces substances est due à des traces de corps étrangers, formant, avec le sel, ce que MM. Wiedemann et Schmidt nomment une dissolution solide [1]. Il se peut que le corps étranger dissous soit le métal alcalin lui-même, bien que les auteurs n'aient pas réussi à révéler sa présence par les réactions ordinaires du métal libre. Cette hypothèse pourrait rendre compte de l'existence du pouvoir photo-électrique lié à la coloration.

E. Bouty.

F. RICHARZ. — Ueber Wirkung der Röntgenstrahlen auf den Dampfstrahl (Action des rayons de Röntgen sur un jet de vapeur). *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 592; 1896.

L'auteur a disposé le tube de Crookes derrière une fenêtre d'aluminium, percée dans un écran de carton doublé d'une épaisse feuille de plomb en communication avec l'aluminium et avec le sol. En regard de la fenêtre d'aluminium, du côté opposé de l'écran, est l'orifice d'où émane le jet sensible de vapeur.

On constate très nettement l'action de rayons de Röntgen intenses, par exemple en arrêtant périodiquement l'interrupteur de la bobine.

M. Richarz rappelle les expériences antérieures faites par R. von Helmholtz et par lui [2], et d'après lesquelles diverses actions chimiques ou électriques, qu'il suppose propres à mettre en liberté des atomes isolés dans l'air ou dans d'autres gaz, agissent sur un jet de vapeur sensible pour provoquer la formation d'un brouillard. L'action des rayons de Röntgen sur le jet de vapeur serait donc un nouvel argument en faveur d'une sorte d'électrolyse de l'air produite par ces rayons.

E. Bouty.

---

(1) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 367.

(2) R. von Helmholtz, *Wied. Ann.*, XXXII, p. 1, 1887; — R. von Helmholtz et F. Richarz, *Wied. Ann.*, XL, p. 161; 1890.

A. CUSHING CREHORE et G. OWEN SQUIER. — Experimental determination of the motion of projectiles inside the bore of a gun with the polarizing photo-chronograph (Détermination expérimentale du mouvement de projectiles à l'intérieur d'un canon, à l'aide du photo-chronographe polarisant). *Journal of the United States Artillery*, t. V ; 1896.

A l'aide du photo-chronographe polarisant ([1]) perfectionné dans ses détails, les auteurs ont cherché à déterminer la loi du mouvement d'un projectile à l'intérieur d'un canon. A cet effet, ils adaptent au projectile une tige de bois, T, parfaitement cylindrique et assez longue pour que son extrémité antérieure atteigne la bouche du canon ; là elle s'engage dans un balai B, circulaire, fixé par des ressorts d'acier à un collier solidaire de la pièce. L'un des pôles du circuit chronographique est en relation constante avec le métal du canon et, par lui, avec le projectile ; on s'est assuré par des expériences préliminaires de l'efficacité de cette communication ; l'autre pôle aboutit au balai B. La tige T porte, de distance en distance, des anneaux de métal en communication avec un fil métallique logé à l'intérieur de la tige et soudé par son extrémité au projectile. Le circuit est donc fermé par l'intermédiaire de la pièce, du projectile, du fil et du balai, chaque fois que ce dernier entre en contact avec un des anneaux. La fermeture du circuit produit les signaux chronographiques.

La pièce employée avait 184 centimètres de long, mais la tige T s'est trouvée cassée dans toutes les expériences, de manière à limiter les signaux chronographiques utilisables au premier tiers ou, au plus, à la première moitié du parcours. Si l'on fait abstraction du premier signal, correspondant à un parcours de moins de 5 centimètres, les espaces parcourus par le projectile sont liés au temps par une fonction parabolique du second degré : l'accélération du mouvement est donc constante, et il en est de même de la force motrice, c'est-à-dire de la pression exercée par la poudre sur le projectile. Ainsi, dans les expériences des auteurs, la pression des gaz de la poudre atteignait sa valeur maximum pendant la durée d'un parcours de moins de 5 centimètres, correspondant à peu près à 1/100 de seconde. Les expériences actuelles n'indiquent rien de suffisamment précis sur la manière dont varie l'accélération dans cette courte période initiale.

L'accélération constante mesurée était environ 5700 fois celle de

---

([1]) Voir *Journal de physique*, 3e série, t. V, p. 83, 1896.

la pesanteur, et la vitesse totale acquise par le projectile, à la sortie de la pièce, était voisine de 460 mètres par seconde.

Le mémoire original est accompagné de photographies et de planches très intéressantes qu'on pourra consulter avec fruit.

E. Bouty.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE;

1er semestre 1896.

E.-H. FORBES. — Sur l'épidote de Huntington et sur les propriétés optiques de l'épidote, p. 26-30.

Si l'on étudie certains échantillons d'épidote contenant des proportions différentes de sesquioxyde de fer, on remarque que les indices de réfraction et le pouvoir biréfringent décroissent quand les quantités de sesquioxyde diminuent, tandis que l'angle des axes augmente, de telle sorte que l'épidote d'Huntington, qui renferme 5,67 0/0 de sesquioxyde, est un cristal positif, alors que la plupart des épidotes, telles que celles de Zillerthal et de Untersulzbach, qui renferment les premières 6,97 0/0, et les secondes 14 0/0 de sesquioxyde de fer, sont négatives.

ALFRED M. MAYER. — Note sur l'étude du contraste simultané des couleurs, par l'observation, à travers un tube réfléchissant, d'une série de disques gris placés sur des surfaces colorées, p. 38-40.

L'auteur choisit une série de disques gris numérotés de 1 à 15, ayant 1 centimètre de diamètre et contenant des proportions de noir variant de 25 à 95 0/0 ; ces disques sont collés sur sept surfaces colorées différentes et examinés à travers un tube réfléchissant ayant une section intérieure de $1^{cm},9$ de diamètre et une longueur de $15^{cm},5$, ce tube est enduit de vernis noir du Japon sur sa surface externe.

Examinant successivement les disques gris sur une surface violette, les nos 1, 2, 3, 4 apparaissent jaune verdâtre, le no 5 apparaît plus vert que jaune, le no 6 apparaît vert jaunâtre, et les disques suivants apparaissent de plus en plus verts jusqu'au no 13, qui paraît d'un vert sombre presque dépourvu de jaune. L'effet de contraste est maximum pour une intensité de gris qui varie avec la couleur du fond.

F.-L.-O. WADSWORTH. — Cathétomètre de précision très simple, p. 41-49

La lunette viseur est fixée, une fois pour toutes; les images des objets et d'une échelle graduée sont amenées successivement dans le champ de la lunette au moyen d'un miroir argenté, monté sur un axe vertical, juste en face de l'objectif. Avant de faire une mesure, on rend le miroir parallèle à l'axe de rotation et perpendiculaire à l'axe optique de la lunette.

ALFRED M. MAYER. — Recherches d'acoustique, p. 81-105.

L'auteur vérifie expérimentalement, en se plaçant dans des conditions spéciales, la formule de Poisson:

$$N = V \times 1,0279 \frac{e}{l^2}$$

relative aux vibrations transversales d'une barre libre à ses extrémités et supportée en ses deux nœuds. Dans cette formule, N désigne le nombre de vibrations par seconde, e l'épaisseur de la barre, l sa longueur, V la vitesse du son dans le sens de la longueur.

L'accord des valeurs calculées et observées montre que, si l'on fait vibrer une barre à des températures variables, on peut obtenir la variation de son module d'élasticité avec la température. On observe N à des températures différentes, on calcule V à l'aide de la formule précédente, et l'on a tous les éléments qui déterminent le module M, lequel est égal à $\frac{V^2 d}{g}$ où d est la densité de la barre.

Des expériences ont été faites sur cinq barres d'aciers différentes, sur deux d'aluminium, une de verre de Saint Gobain, une de laiton, une de métal de cloche, une de zinc et une d'argent.

Les résultats peuvent se résumer ainsi :

Le module d'élasticité du verre de Saint-Gobain est.		1,16 0/0	moindre	à 100°	qu'à 0°
—	5 barres d'acier..	2,24 à 3,09	—	—	—
—	laiton...........	3,73	—	—	—
—	métal de cloche.	4,3	—	—	—
—	aluminium......	5,5	—	—	—
—	argent..........	2,47	—	60°	—
—	zinc............	6,04	—	62°	—

La diminution du module d'élasticité du verre, de l'aluminium et

du laiton est proportionnelle à l'augmentation de température. Les courbes représentatives sont des lignes droites.

Les cinq barres d'acier, l'argent et le zinc donnent des courbes convexes vers le haut, montrant que le module décroît plus rapidement que l'accroissement de température, tandis que le métal de cloche seul donne une courbe concave vers le haut, ce qui indique que son module décroît moins rapidement que l'augmentation de température.

On constate, en outre, que plus il y a de carbone dans l'acier, moins grande est la chute de son module avec l'élévation de température. Il paraîtrait que la présence du nickel dans un acier peu carburé abaisse son module d'élasticité.

M. Mayer montre que, si une barre de l'une des substances expérimentées est frappée avec la même énergie, par exemple en laissant tomber, sur le centre de la barre, un archet d'une hauteur déterminée et fixe, le son émis par la barre diminue en intensité et en durée quand sa température augmente. Le métal de cloche cependant présente cette propriété particulière de donner, à 50°, un son ayant même intensité et même durée qu'à 0°.

L'auteur a également étudié quelques propriétés acoustiques de l'aluminium ; il montre qu'il y a une objection sérieuse à l'emploi de l'aluminium dans la construction des instruments de musique et d'acoustique, à savoir le grand effet produit par un changement de température sur son élasticité. Ainsi, d'après M. Mayer, si une barre d'aluminium et une barre de fonte sont à l'unisson à une certaine température, une variation de température affecterait la fréquence de vibrations de la barre d'aluminium deux fois et demie plus que la même variation n'affecterait la barre de fonte.

JOHN TROWBRIDGE. — **Triangulation au moyen de la photographie cathodique, p. 245-246.**

La photographie donnée par les rayons Röntgen paraît être de grande importance pour déterminer la présence d'un morceau de métal ou d'un fragment de verre dans le corps humain sans donner cependant leur position exacte.

M. John Trowbridge a été amené par la considération du photomètre de Rumford à faire une application des principes de triangulation pour déterminer exactement la position de ces corps étrangers. Il prend deux tubes de Crookes faisant un certain angle, abrite suc-

cessivement la plaque sensible des rayons provenant de l'un des tubes, puis de ceux qui proviennent de l'autre tube à l'aide d'un écran de verre convenable; en joignant aux deux tubes les deux images du corps étranger, il obtient la position exacte de ce corps à l'intersection de ces deux lignes.

H.-A. ROWLAND, N.-R. CARMICHAEL, M.-L.-J. BRIGGS. — Observations sur les rayons de Röntgen, p. 247-248.

Parmi les observations, pour la plupart identiques à celles qui ont été faites de tous côtés, signalons celle-ci : les auteurs n'ont obtenu aucune trace de réflexion, sur un miroir d'acier, avec un grand angle d'incidence; ils ont placé le miroir du même côté de la plaque photographique que la source, et non derrière la plaque, comme dans les expériences de Röntgen.

ALBERT A. MICHELSON. — Théorie des rayons X, p. 312-314.

Les principaux faits qu'une théorie satisfaisante des rayons X doit expliquer sont les suivants :

1° La production des rayons à la cathode;

2° La propagation en ligne droite, l'absence d'interférence de réflexion, de réfraction et de polarisation;

3° L'importance de la densité du milieu dans la transmission des rayons;

4° La production de la fluorescence et des effets actiniques, et l'action sur les conducteurs électrisés.

L'auteur pense qu'on pourra rendre compte de ces faits en supposant que les rayons X sont des tourbillons d'un milieu intermoléculaire (provisoirement l'éther) produits à la surface de la cathode.

CAREY LEA. — Les rayons Röntgen non présents dans la lumière du soleil, p. 363-365.

L'auteur arrive à cette conclusion à la suite de quelques expériences; l'une d'elles consiste à exposer au grand soleil une plaque très sensible, fermée dans un livre : on n'a aucune action.

MAYER. — Recherches sur les rayons Röntgen, p. 467-475.

De ses expériences l'auteur conclut que la transmission des rayons Röntgen à travers le verre, l'aluminium, le platine, la tourmaline verte et l'hérapathite peut être représentée par une loi exponentielle.

Il montre également par expérience que l'effet actinique des rayons Röntgen varie en raison inverse du carré de la distance de la plaque sensible à la source radiante.

P. Quinet.

REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS.

MORISOT. — Sur un nouvel élément de pile; *C. R.*, t. CXXI, p. 251.

Le pôle positif de cette pile est une lame de charbon, plongée dans une dissolution d'acide sulfurique (1 volume d'acide et 3 volumes d'eau), saturée à froid de bichromate de potassium.

Un vase en terre poreuse, plongé au milieu du liquide sulfurique, renferme une dissolution étendue de soude caustique, dans laquelle se trouve un second vase poreux, rempli d'une dissolution concentrée de soude caustique. Le pôle négatif est une lame de zinc amalgamé, plongée dans ce dernier vase.

La force électromotrice initiale est de $2^{volts},5$; elle se maintient ensuite à $2^{volts},4$; la résistance intérieure, voisine de $0^{\omega},8$, dépend de la nature des vases poreux.

L. POINCARÉ. — Sur une classe de piles secondaires; *C. R.*, t. CXX, p. 611.

Ces piles sont formées par deux électrodes en mercure, entre lesquelles se trouve une dissolution d'un sel alcalin des haloïdes.

Les chlorures et les bromures constituent des piles qui sont bien réversibles et dont la force électromotrice atteint 2 volts. Mais le chlore et le brome se combinant avec le mercure positif forment une couche peu conductrice qui empêche un bon rendement. L'iodure de sodium ne présente pas cet inconvénient, l'iodure de mercure formé restant dissous dans l'électrolyte; d'autre part, le sodium se

combine presque intégralement à la cathode. Pour de faibles intensités le rendement en quantité et le rendement en énergie sont voisins de 90 0/0.

La force électromotrice est, en pleine charge, de $1^{volt},83$; elle baisse lentement pendant la décharge, mais elle est à peu près indépendante de la température; la capacité rapportée à 1 kilogramme est environ 10 ampères-heure.

Ces piles n'ont d'ailleurs qu'un intérêt pratique très médiocre.

BERNARD BRUNHES. — Sur l'effet d'une force électromotrice alternative sur l'électromètre capillaire; *C. R.*, t. CXX, p. 613.

Si entre les bornes d'un électromètre Lippmann on établit une force électromotrice de $0^{volt},95$, la constante capillaire devient maxima: l'effet d'une force électromotrice complémentaire sera indépendant de son sens, et cet effet subsistera, si ce sens varie constamment, c'est-à-dire si la force électromotrice est alternative.

L'expérience vérifie bien ces prévisions, on vérifie aussi que, si on part d'une position du ménisque autre que celle qui correspond au maximum de la constante capillaire, l'introduction de la force électromotrice alternative ne change pas la position du niveau.

GOUY. — Sur les propriétés électrocapillaires de l'acide sulfurique étendu; *C. R.*, t. CXXI, p. 765.

Les mesures dont les résultats sont rapportés dans cette note ont été effectuées avec la même disposition générale que les mesures précédemment décrites [1]. Quelques nouvelles corrections portent à $0^{mm},01$ l'approximation avec laquelle est déterminée la hauteur de la colonne mercurielle.

En considérant des valeurs du potentiel équidistantes $V - \varepsilon$, V et $V + \varepsilon$, et appelant h_1, h, h_2, les hauteurs correspondantes, on a approximativement:

$$\frac{d^2h}{dV^2} = \frac{(h_2 - h) - (h - h_1)}{\varepsilon^2}.$$

Des deux valeurs trouvées pour cette dérivée seconde, on conclut que:

[1] *Journal de Physique*, 3e série, t. III, p. 264.

1° Le maximum de h est d'autant plus petit que la solution est plus concentrée : pour les solutions très concentrées, l'électrolyse se produit avant que h ait atteint sa valeur maxima ;

2° La dérivée seconde est toujours négative : la courbe représentative ne présente donc ni point d'inflexion, ni tendance vers une courbe limite ;

3° La valeur absolue de cette dérivée n'est pas constante. Elle est presque constante pour les fortes polarisations négatives, puis elle augmente, passe par un maximum, puis par un minimum et, enfin, subit un accroissement final. Le maximum et le minimum sont d'autant moins accusés que la solution est plus étendue.

VASCHY. — Sur la transmission de l'énergie entre la source et le conducteur, dans le cas d'un courant permanent ; *C. R.*, t. CXX, p. 80.

Quand on entretient un courant permanent dans un conducteur, il se dissipe en chaleur de Joule, dans chaque élément de volume $d\varpi$, une quantité d'énergie électrique égale à $\frac{h^2}{\rho}\, d\varpi$ par unité de temps. Cette énergie est renouvelée par l'envoi d'énergie de la source extérieure.

Soit W_1 la quantité d'énergie qui se transmet ainsi de l'extérieur à l'intérieur d'un certain volume U. Le flux d'énergie qui traverse un élément dS de la surface qui limite ce volume a pour expression $(lw_x + mw_y + nw_z)\, dS$, l, m, n étant les cosinus directeurs de la normale à l'élément dS dirigée vers l'intérieur de U et w_x, w_y, w_z, les composantes d'un vecteur $\overline{w}$, représentant en grandeur et direction le flux d'énergie au point (x, y, z). Par conséquent :

$$W_1 = \int_U (lw_x + mw_y + nw_z)\, dS = \int_U \frac{h^2}{\rho}\, d\varpi$$

ou :

$$-\int \left(\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z}\right) d\varpi = \int_U \frac{h^2}{\rho}\, d\varpi.$$

Le vecteur w doit donc vérifier la condition :

$$(1) \qquad \frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} = -\frac{h^2}{\rho} = -\frac{X^2 + Y^2 + Z^2}{\rho}.$$

De plus, ce vecteur doit être normal à la direction du champ h au point (x, y, z), c'est-à-dire que :

$$Xw_x + Yw_y + Zw_z = 0. \tag{2}$$

Enfin, ce vecteur ne peut dépendre que de l'état du champ au point (x, y, z). Mais cet état ne peut être simplement électrostatique, puisqu'il y a transmission d'énergie entre la source et le conducteur. Pour le définir, il faut donc introduire, outre le vecteur h, un autre vecteur, qui fasse connaître en chaque point du champ, la réaction produite par l'appel d'énergie que provoque la dissipation de l'énergie électrique dans les conducteurs sous forme calorifique. Or, la densité $\frac{h}{\rho}$ du courant permanent satisfait à la condition :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{X}{\rho}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{Y}{\rho}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{Z}{\rho}\right) = 0.$$

On peut donc définir le nouveau vecteur h' (X', Y', Z') par le système d'équations :

$$\frac{\partial Y'}{\partial z} - \frac{\partial Z'}{\partial y} = 4\pi \frac{X}{\rho}, \qquad \frac{\partial Z'}{\partial x} - \frac{\partial X'}{\partial z} = 4\pi \frac{Y}{\rho}, \qquad \frac{\partial X'}{\partial y} - \frac{\partial Y'}{\partial x} = 4\pi \frac{Z}{\rho}, \tag{3}$$

qui déterminerait la distribution du courant quand les fonctions X', Y', Z' sont données. Mais ce système ne détermine pas X', Y', Z' quand la distribution du courant est connue, les équations se réduisant alors à deux. Il faudrait, pour compléter la définition, ajouter une relation telle que :

$$\frac{\partial X'}{\partial x} + \frac{\partial Y'}{\partial y} + \frac{\partial Z'}{\partial z} = 4\pi\varepsilon, \tag{4}$$

où ε serait donné.

D'autre part, l'équation (2) admet comme solution générale :

$$\left\{ \begin{aligned} 4\pi w_x &= Y_1 Z - Z_1 Y, \\ 4\pi w_y &= Z_1 X - X_1 Z, \\ 4\pi w_z &= X_1 Y - Y_1 X, \end{aligned} \right. \tag{5}$$

X_1, Y_1, Z_1 étant trois fonctions quelconques de (x, y, z) ; en portant ces expressions dans l'équation (1) et remarquant que le vecteur h

admet un potentiel, on trouve :

$$X\left(\frac{\partial Y'}{\partial z}-\frac{\partial Z_1}{\partial y}-4\pi\frac{X}{\rho}\right)+Y\left(\frac{\partial Z_1}{\partial x}-\frac{\partial X_1}{\partial z}-4\pi\frac{Y}{\rho}\right)$$
$$+Z\left(\frac{\partial X_1}{\partial y}-\frac{\partial Y_1}{\partial x}-4\pi\frac{Z}{\rho}\right)=0.$$

Pour que X_1, Y_1, Z_1 ne dépendent que de h et de h' et que l'identité précédente soit vraie pour toutes les orientations de h et de h', il faut que les coefficients de X, Y, Z soient nuls séparément et, par conséquent, que:

$$4\pi w_x = Y'Z - ZY',$$
$$4\pi w_y = Z'X - X'Z,$$
$$4\pi w_z = X'Y - Y'X.$$

Ce sont les formules de M. Poynting, mais établies sans parler de champ magnétique ; on met ainsi en évidence l'origine purement électrique de ce champ.

ED. BRANLY. — Résistance électrique au contact de deux métaux; *C. R.*, t. CXX, p. 869.

Un bloc métallique est formé par des lames serrées l'une contre l'autre, suffisamment pour assurer un bon contact : ce bloc est intercalé dans l'une des branches d'un pont de Wheatstone.

La résistance d'un pareil bloc n'est pas toujours négligeable. Tandis qu'un couple cuivre-zinc ne présente pas de résistance de contact appréciable, cette résistance existe dans beaucoup d'autres couples, plomb-aluminium, plomb-fer, étain-aluminium, étain-fer, bismuth-fer, bismuth-aluminium. La valeur initiale de cette résistance dépend de la nature des métaux ; d'ailleurs l'équilibre établi sur le pont de Wheatstone ne persiste pas.

La résistance diminue quand on augmente la pression exercée sur les lames ; si leur surface est altérée par l'air ou a perdu l'aspect métallique, la résistance de contact ne se manifeste pas, ou du moins est extrêmement faible.

Elle augmente sous l'influence des chocs. Les étincelles électriques éclatant à distance la font diminuer, puis elle revient lentement à sa valeur primitive, plus rapidement sous l'influence des chocs.

G.-T. LHUILLIER. — Sur la conductibilité des mélanges de limailles métalliques et de diélectriques ; *C. R.*, t. CXXI, p. 345.

Les mélanges sur lesquels ont porté les expériences étaient formés de limaille de cuivre, d'aluminium ou de fer, et de diélectriques solides ou liquides, le tout enfermé dans des tubes de verre, ces tubes étaient intercalés dans le circuit d'un élément Daniell avec un galvanomètre Weber, dans le circuit induit d'une bobine de Ruhmkorff ou dans l'une des branches d'un pont de Wheatstone.

La chaleur peut rétablir la conductibilité détruite dans un mélange liquide par un choc ou un induit voisin; cela n'arrive jamais dans un diélectrique liquide. Dans quelques liquides, la conductibilité détruite par une faible élévation de température reparaît spontanément; un choc, même faible, peut annuler la conductibilité d'un liquide, quelquefois la rétablir après la suppression.

Un courant induit supprime la conductibilité d'un mélange de limaille et de soufre voisin du circuit induit, à moins que le tube ne soit isolé à l'intérieur d'une enveloppe métallique; la conductibilité reparaît ensuite spontanément, quelquefois après plus de quinze jours.

Le déplacement de l'une des substances peut s'effectuer sans avoir d'influence sur la conductibilité ; si on remplace un liquide par un autre sans action sur lui, l'équilibre qui existait n'est pas modifié.

L'auteur a trouvé de plus que le diélectrique liquide ne devient jamais conducteur, si petite que soit son épaisseur, quand on ferme le circuit pour la première fois. Si, ensuite, des courants induits ont provoqué quelques étincelles à travers le diélectrique, celui-ci devient conducteur, mais seulement à cause des particules de métal entraînées ou des particules de carbone provenant de la décomposition du diélectrique.

J. PIONCHON. — Sur une méthode optique pour l'étude des courants alternatifs ; *C. R.*, t. CXX, p. 872.

Un tube rempli de sulfure de carbone ou de liqueur de Thoulet est placé sur un saccharimètre à pénombre; ce tube est entouré d'un solénoïde dans lequel on fait passer le courant alternatif. Dans ces conditions, le champ lumineux passe, pendant une période du courant, par tous les états compris entre deux états extrêmes qui corres-

pondent l'un au maximum d'intensité du courant dans un sens, l'autre au maximum en sens contraire. Ces diverses phases d'éclairement se succèdent avec trop de rapidité pour qu'on puisse les observer directement; mais, en les observant à travers un stroboscope convenablement réglé, on peut se faire succéder les phases aussi lentement qu'on le veut. Si T est la période du courant, T′ la durée des intermittences de visibilité, et Θ la période des apparences observées, on a :

$$\Theta = \frac{T'}{T' - T} T.$$

Soit μ l'écart maximum que prend la bissectrice des vibrations émergentes par rapport à celle des vibrations incidentes. Tant que l'angle α de l'analyseur fait avec sa position de zéro un angle plus petit que μ, la bissectrice devient, deux fois par période, perpendiculaire à la section principale de l'analyseur : l'uniformité du champ apparaît deux fois par période apparente. Si $\alpha = \mu$, elle n'apparaît plus qu'une fois; si α est supérieur à μ, elle n'apparaît plus du tout. En faisant varier α de 0 à μ et marquant sur un chronographe le moment où apparaît l'uniformité du champ, on détermine les époques où, dans la période apparente, l'intensité passe par la valeur I_α qui donne à l'écart des bissectrices la valeur α, ce qui permet de construire la courbe représentant les intensités du courant.

J. CAURO. — **Sur la capacité électrostatique des bobines et son influence dans la mesure des coefficients de self-induction par le pont de Wheatstone** ; *C. R.*, t. CXX, p. 308.

Les bobines de résistance possèdent une capacité qui devient assez considérable quand ces bobines sont enroulées par double fil; cette capacité existe encore, quoique diminuée, lorsque les bobines sont enroulées à simple fil, ou à double fil par la méthode Chaperon.

Les effets de cette capacité ont été mesurés par une méthode dérivée de celle d'Ayrton et Perry; les résistances employées étaient sans induction. On établissait le réglage en intercalant en dérivation sur l'une des branches une capacité prise sur un condensateur Elliot divisé en millièmes de microfarad.

Le commutateur tournant fonctionnait pour la pile seulement; le galvanomètre restant toujours dans le pont, l'action des courants de charge et de décharge s'annule, et comme le courant passant dans

les résistances reste le même, on évite le déréglage dû à l'échauffement des fils.

L'enroulement qui donne le moins de capacité est celui qui consiste à disposer le fil par couches alternées en partant toujours de la même extrémité, à laquelle on revient par un fil rectiligne. Il résulte des mesures qu'on peut réaliser des bobines ayant une self-induction apparente négative.

Dans les ponts de Wheatstone ordinaires, l'influence de cette capacité est négligeable et ne devient importante que si les bobines ont une faible self-induction et une forte résistance.

BIRKELAND. — Solution générale des équations de Maxwell pour un milieu absorbant homogène et isotrope; *C. R.*, t. CXX, p. 1046.

L'auteur rattache les équations de Maxwell à une classe d'équations aux dérivées partielles étudiées par M^me^ Kovalewsky; ces équations admettent un seul système d'intégrales. Par hypothèse, la perturbation électromagnétique initiale est limitée à l'intérieur d'une certaine surface S. La discussion des intégrales montre que l'ébranlement électro-magnétique est toujours limité extérieurement par une surface parallèle à S et séparé d'elle par une distance vt; que, de même, une autre surface parallèle aussi à S, à la distance $-vt$, forme la limite intérieure de l'ébranlement proprement dit; en deçà de cette surface, il n'y a plus qu'un résidu.

HURMUZESCU. — Sur une nouvelle détermination du rapport v entre les unités électrostatiques et électromagnétiques ; *C. R.*, t. CXXI, p. 815.

La méthode employée est celle qu'a indiquée Maxwell, du moins en principe.

On prend la différence de potentiel électrostatique aux deux bouts d'une résistance bien connue R, par un électromètre absolu cylindrique. Au couple :

$$\frac{(RI)^2}{v^2}\frac{L}{4\log\frac{D}{d}}$$

agissant sur l'électromètre, on oppose le couple :

$$\frac{4\pi n_1 S'}{\sqrt{1+\frac{a^2}{l^2}}}I^2,$$

s'exerçant sur un électrodynamomètre ; les deux instruments forment un système solidaire porté par un fil de suspension très sensible. On obtient l'équilibre en réglant la résistance R, et on a :

$$v = R\sqrt{L}\sqrt{\frac{0,4342945}{4\log\frac{D}{d}}}\sqrt{\frac{\frac{1}{4\pi n_1 S}}{\sqrt{1+\frac{a^2}{l^2}}}}.$$

L'électromètre est double, à chaque extrémité du levier. Le champ magnétique terrestre est en partie compensé, dans l'électrodynamomètre par un aimant permanent ; on élimine l'influence des dissymétries, en changeant à la fois le sens des deux couples et établissant de nouveau l'équilibre. La méthode employée pour déterminer la surface S' de la bobine mobile de l'électrodynamomètre consiste à comparer cette bobine à une autre n'ayant qu'une couche de fil et dont on peut par suite mesurer directement la surface ; la comparaison est ramenée à celle de deux résistances.

La valeur de *v*, déduite des moyennes de quatre séries renfermant chacune à peu près vingt déterminations, est comprise entre :

$$3,0005.10^{10} \quad \text{et} \quad 3,0020.10^{10}.$$

DE KOWALSKI. — Sur la production des rayons cathodiques ; *C. R.*, t. CXX, p. 89.

L'auteur fait passer la décharge d'une machine électrique dans un tube à air raréfié, en forme de H, la branche horizontale étant capillaire. Tout le tube se remplit d'une lueur qui va de l'anode à la cathode ; le maximum d'intensité de cette lueur s'observe au voisinage des électrodes et dans l'intérieur du tube capillaire (lueur primaire). Des rayons cathodiques partent comme d'ordinaire de la cathode ; mais il en part aussi de l'extrémité de la branche capillaire, située du côté de la cathode et dans la direction de l'axe de cette branche.

En illuminant un tube de Geissler sans électrodes, par l'introduction de courants Tesla, une lueur primaire remplit la portion étranglée du tube, et des extrémités de cette portion partent de faibles rayons cathodiques.

D'après ces expériences, les rayons cathodiques jouissent donc des propriétés suivantes :

1° Leur production n'est pas liée à la décharge d'électrodes métalliques;

2° Ils se produisent partout où la densité des lignes du courant est assez considérable;

3° La direction de leur propagation est celle des lignes de courant dans la partie du tube où ils se produisent, du pôle négatif vers le pôle positif.

R. SWYNGEDAUW. — Sur les potentiels explosifs statique et dynamique ; *C. R.*, t. CXXI.

L'auteur s'est proposé de vérifier si un excitateur se décharge pour une même différence de potentiel quand il est chargé par la méthode statique ou par la méthode dynamique.

Dans l'affirmative, si les potentiels explosifs de deux excitateurs sont égaux pour la charge statique, ils le seront encore pour la charge dynamique, quelles que soient les différences de forme et de dimension des deux excitateurs.

Cette conséquence se vérifie quand l'expérience est faite avec toutes les précautions voulues : il faut que les étincelles se succèdent à des intervalles d'une minute au moins ; il faut polir fréquemment la surface des excitateurs et surtout éliminer l'action de la lumière ultra-violette qui influe d'une manière différente sur les deux espèces de potentiels explosifs ; elle abaisse, en effet, beaucoup plus le potentiel dynamique que le potentiel statique.

Contrairement à l'opinion émise par M. Jaumann, on peut produire une diminution brusque de potentiel sans que le potentiel explosif s'abaisse, pourvu que l'excitateur soit bien protégé contre la lumière des effluves et des étincelles dérivées.

H. BORDIER. — Nouvelle méthode de mesure des capacités électriques basée sur la sensibilité de la peau ; *C. R.*, t. CXXI, p. 56.

Si on met en dérivation sur une bobine induite des capacités croissantes, et qu'en déplaçant la bobine devant une règle graduée ou en réglant un rhéostat, on cherche le moment où l'on perçoit la sensation minima produite par le courant sur la peau, on constate que ce moment varie pour chaque capacité ajoutée. Au moyen d'un condensateur gradué, il est possible de construire une courbe

en prenant comme abscisses les capacités et comme ordonnées les différentes positions du rhéostat ou de la bobine; ensuite, en se reportant à cette courbe, on déterminera une capacité inconnue, en cherchant la position qui correspond à la sensation minima.

Pour que la peau se trouve toujours dans le même état, on plonge les doigts dans deux vases pleins d'eau dans lesquels arrivent des fils reliés aux pôles de la bobine.

La capacité du corps humain déterminée par cette méthode a été trouvée égale à $0^{mf},0025$.

DELVALEZ. — Sur les électrodes parasites ; *C. R.*, t. CXXI, p. 492.

Les produits électrolytiques apparaissent sur la surface des électrodes parasites, qui se couvrent de figures analogues à celles qu'ont étudiées Nobili, Becquerel, Guébhard. Sur le côté positif, les phénomènes sont particulièrement nets avec une lame de laiton plongeant dans un mélange d'acétates de cuivre et de plomb; sur le côté négatif, il se forme des dépôts de peroxyde de plomb présentant les couleurs des lames minces.

La forme des lignes isochromatiques dépend de la forme du conducteur parasite et de sa position par rapport aux électrodes : si la lame est en cuivre ou en plomb, elle présente les mêmes dépôts métalliques, mais pas de colorations. La nature des dépôts varie avec l'intensité du courant; quand on fait croître l'intensité, ils se succèdent comme ceux qu'on obtient par l'électrolyse des mélanges (Bouty). Les colorations, qui se développent rapidement d'abord, deviennent ensuite stationnaires, sans doute parce que la lame se dépolarise à travers le liquide.

Si on étudie la forme des surfaces équipotentielles dans une cuve rectangulaire où est plongée, dans du sulfate de cuivre, une lame de cuivre normale aux électrodes, on les trouve déformées ; la lame est traversée, dans le sens du courant, par un flux d'électricité dont la densité croît vers les bords.

DUEZ. — Sur une comparaison entre les moteurs électriques à courant continu et les moteurs à courants polyphasés ; *C. R.*, t. CXXI, p. 160.

L'expression du couple moteur a même forme dans les moteurs à courant continu et dans les moteurs à courants polyphasés :

$$W = N_2 I_2 \Phi ;$$

dans le dernier cas, on peut écrire :

$$N_2\omega_1\Phi = I_2R_2 + N_2\omega_2\Phi.$$

Le moteur à courants polyphasés se comporte donc comme un moteur à courant continu, dans lequel la différence de potentiel aux bornes serait $\omega_1\Phi N_2$ et la force contrélectromotrice $N_2\omega_2\Phi$. L'auteur donne de ces formules une démonstration très simple.

Dans une transmission de force il est intéressant de remarquer que le moteur polyphasé joue à la fois le rôle d'un moteur à courant continu et d'un transformateur. En effet, si on considère la génératrice théorique comme formée de deux cadres rectangulaires qui se déplacent dans un champ fixe Φ', le couple nécessaire pour faire tourner la génératrice sera $I_1\Phi'$.

On aura donc :

$$I_1\Phi'\omega_1 = I^2R_1 + \Phi\omega_1I_2,$$
$$\Phi'\omega_1 = I_1R_1 + \Phi\omega_1\frac{I^2}{I_1}.$$

Tout se passe comme si la génératrice était à courant continu avec une différence de potentiel $\Phi\omega_1\frac{I^2}{I_1^2}$ aux extrémités de la ligne, cette différence donnant, par transformation, $\Phi_1\omega$ aux extrémités du moteur.

Dans les courants polyphasés :

$$W = N_2I_2\Phi = N_2I_2\sqrt{N_1^2I_1^2 - N_2^2I_2^2}.$$

Pour une même valeur de I_1 le couple est maximum quand :

$$N_2^2I_2^2 = N_1^2I_1^2,$$

et cette valeur maxima est :

$$W = \frac{N_1^2I_1^2}{2}.$$

Dans le moteur à courant continu, le couple est sensiblement égal à $N_1N_2I_1^2$; le rapport des deux couples sera donc $\frac{N_1}{2N_2}$.

Pour un même nombre de spires employées dans les deux moteurs, le premier donnera un couple plus fort quand $\frac{N_1}{2N_2}$ sera très grand.

Si la perte en ligne est très petite par rapport au nombre de tours de la génératrice, on trouve que le couple destiné à actionner la génératrice est sensiblement égal au couple produit par le moteur.

G. SEGUY. — Sur un phénomène de phosphorescence obtenu dans des tubes contenant de l'azote raréfié, après le passage de la décharge électrique ; *C. R.*, t. CXXI, p. 198.

Après avoir fait passer la décharge électrique dans un tube qui contient de l'azote raréfié et mélangé de vapeurs de bichlorure d'étain, on observe une lueur brillante après l'interruption du courant. Cette lueur, d'un blanc laiteux, remplit tout le tube, sauf quelques centimètres aux extrémités, et disparaît graduellement au bout de dix à quatre-vingts secondes.

LAMOTTE.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de chimie et de physique.

7e série, t. IX ; décembre 1896.

H. LESCŒUR. — *Recherches sur la dissociation des hydrates salins et des composés analogues*, p. 537.

C. DECHARME. — *Expériences comparatives sur la hauteur des sons rendus par des tiges cylindriques, entaillées ou perforées ou rendues coniques, vibrant transversalement*, p. 551.

T. X; janvier 1897.

A. PONSOT. — *Recherches sur la congélation des solutions aqueuses étendues*, p. 79.

Philosophical Magazine.

5e série, t. XIII ; novembre 1896.

W. SUTHERLAND. — *Transpiration thermique et mouvement du radiomètre*, p. 373.

J.-J. THOMSON ET E. RUTHERFORD. — *Sur le passage de l'électricité à travers les gaz exposés aux rayons de Röntgen*, p. 392.

J. Frith et Ch. Rodgers. — *Sur la résistance de l'arc électrique*, p. 407.
G. Johnstone Stoney. — *Vision microscopique*, p. 423.
W.-E. Ayrton et T. Mather. — *Galvanomètres*, p. 442.

Décembre 1896.

R. Threlfall et J.-A. Pollock. — *Quelques expériences avec les rayons de Röntgen*, p. 453.
Ch. Davidson. — *Sur la périodicité diurne des tremblements de terre*, p. 463.
W. Sutherland. — *Transpiration thermique et mouvement du radiomètre*, p. 476.
Lord Rayleigh. — *Considérations théoriques relatives à la séparation des gaz par la diffusion et des procédés analogues*, p. 493.
G. Johnstone Stoney. — *Vision microscopique*, p. 499.

Wiedemann's Annalen.

T. LIX, n° 11, 1896.

G. Quincke. — *Sur les rotations dans les champs électriques constants*, p. 417.
J. Elster et H. Geitel. — *Sur une action résiduelle photo-électrique des rayons cathodiques*, p. 487.
O. Wiedeburg. — *Réfractomètre interférentiel pour ondes électriques*, p. 497.
W. Wien. — *Action d'un cadre rectangulaire parcouru par un courant sur une bobine à section circulaire*, p. 523.
K. Kahle. — *L'électro-dynamomètre absolu de Helmholtz; son emploi pour la mesure de la tension de l'élément de Clarke*, p. 532.
W. Jaeger et R. Wachsmuth. — *L'élément normal au cadmium*, p. 575.
F. Richarz. — *Action des rayons de Röntgen sur un jet de vapeur*, p. 592.
A. Busch. — *Sur les décharges oscillantes de condensateurs*, p. 595.
W. Kawalki. — *Variation du pouvoir diffusif avec la concentration initiale, dans les dissolutions étendues*, p. 637.
O. Stern. — *Influence de la pression sur la constante d'inversion de quelques acides*, p. 657.
V. Biernacki. — *Quelques remarques sur l'amalgame d'aluminium*, p. 664.
G.-S. Meyer. — *Note sur les constantes élastiques du nickel, de l'or, du platine et de l'aluminium purs*, p. 668.
C. Pulfrich. — *Influence de la température sur la réfraction des métaux*, p. 671.

N° 12, 1896.

F. Braun. — *Recherches pour prouver l'existence d'une conductibilité superficielle orientée*, p. 673.
F. Braun. — *Sur la variation continue d'une propriété électrique dans la couche de passage entre un solide et un liquide*, p. 682.

F. Braun. — *Sur la conductibilité électrique de l'air*, p. 688.

F. Braun. — *Recherches sur le courant magnétique*, p. 693.

C.-A. Mebirre. — *Phénomènes de polarisation dans des tubes à vide*, p. 695.

G. Brion. — *Sur le passage du charbon de la variété non conductrice à la variété conductrice*, p. 715.

A.-H. Bucherer. — *Addition au mémoire sur l'action du magnétisme sur la force électromotrice*, p. 735.

O. Wiedeburg. — *Sur la différence de potentiel entre les métaux et les électrolytes*, p. 742.

W. Leick. — *Remarques additionnelles à mon mémoire « sur les propriétés magnétiques des précipités galvaniques »*, p. 750.

W. Wien. — *Sur des formes de mouvement cycloniques d'un liquide incompressible et sans frottement*, p. 753.

M. Reinganum. — *Sur les différences de pression produites par la distillation isotherme*, p. 764.

O. Schott. — *Sur la lumière électrique capillaire*, p. 768.

H. Muraoka. — *La lumière du ver luisant*, p. 723.

J. Wilsing et J. Sckeiner. — *Sur une expérience destinée à prouver une action électrodynamique du rayonnement solaire et sur le changement de la résistance au passage, au contact de deux conducteurs, par les radiations électriques*, p. 782.

E. Zermelo. — *Sur les explications mécaniques de phénomènes irréversibles. Réponse à la critique de M. Boltzmann*, p. 793.

A.-P. Sokolow. — *Rectification à mon mémoire « Recherches expérimentales sur l'électrolyse de l'eau »*, p. 802.

SUR LES DIMENSIONS DES GRANDEURS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES ;

Par P. JOUBIN.

J'ai montré récemment (1) que les dimensions des grandeurs électriques et magnétiques étaient complètement déterminées en fonction des unités fondamentales de la mécanique rationnelle, à la condition d'admettre un postulatum qui paraît acceptable. On peut prouver que les formules de dimensions auxquelles je suis parvenu par cette voie sont exactes, sans faire aucune restriction.

Je prendrai pour point de départ le principe suivant qui est évident. Soit A une grandeur dépendant de plusieurs variables xyz... ; supposons qu'on connaisse la forme de la fonction qui lie A à ces variables, et qu'on puisse la mettre sous la forme

$$A = C\varphi\,(x,\, y,\, z...).$$

C est une constante absolue, puisqu'elle ne contient aucune des variables, et les dimensions de A sont, par suite de l'homogénéité nécessaire de la formule, les mêmes que celles de la fonction φ.

Appliquons ce principe à quelques exemples.

1° *Phénomène de Hall.* — La force électromotrice transversale produite dans une feuille métallique d'épaisseur ε, de largeur l, de pouvoir inducteur magnétique K', parcourue par un courant I et soumise à un champ magnétique H', perpendiculaire au plan de la feuille, a pour expression (2) :

$$E = C.\,\frac{\text{K}'\text{H}'\text{I}l}{\varepsilon}$$

et nous admettrons qu'elle ne dépend d'aucune autre variable, de sorte que C est bien une constante.

Or, quel que soit le système adopté, les dimensions du second

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 398. 1896.

(2) Dans la plupart des traités d'électricité on néglige de mettre en évidence le facteur K' ; il paraît cependant clair que le phénomène, se produisant *dans* la feuille métallique, dépend du champ intérieur K'H', et non du champ *mesuré* à l'extérieur, — ce qui ne change rien, d'ailleurs, à sa grandeur, pour la plupart des métaux. De même, on a oublié d'introduire la largeur l de la feuille ; on considère alors, probablement sans le dire, la force électromotrice par unité de longeur. M. Leduc (Thèse de doctorat, p. 42), en effet, n'a pas manqué de vérifier la proportionnalité de E et de l.

membre sont MT^{-2}. En effet, si on désigne par a la longueur de la feuille dans le sens du courant I

$$\frac{K'H'Ia}{\varepsilon a} \quad \text{ou} \quad \frac{K'H'I}{\varepsilon}$$

représente la pression électromagnétique sur la section de la feuille. Elle a pour dimensions $ML^{-1}T^{-2}$, d'où il résulte pour E les dimensions MT^{-2}. C'est l'expression que j'avais donnée.

2° *Piézo-électricité du quartz*. — M. Curie [1] a montré que, si l'on comprimait par un poids P une lame de quartz d'épaisseur ε suivant l'axe électrique, de longueur l suivant la seconde direction, la masse d'électricité qui apparaît sur les faces perpendiculaires à l'axe électrique est donnée par l'une des formules :

$$m = CP \quad \text{ou} \quad m = CP\frac{l}{\varepsilon}$$

suivant la direction de la compression. Admettons que C est une constante absolue ; on en déduit par un calcul élémentaire que, si on suppose répartie uniformément cette masse sur les faces perpendiculaires à l'axe électrique, la différence de potentiel produite est la même, dans les deux cas, pour une même pression $p = \frac{P}{S}$ et donnée par la formule :

$$E = 4\pi Cp.\varepsilon,$$

ce qui donne bien encore pour E les dimensions [2] MT^{-2}.

3° *Pouvoir rotatoire magnétique*. — Une lame de verre d'épaisseur e placée dans un champ magnétique H′ fait tourner d'un angle α le plan de polarisation d'un rayon lumineux parallèle au champ.

Cette rotation α est proportionnelle au produit eH'. Mais d'autres grandeurs entrent encore dans son expression. Ici encore, c'est le champ à l'intérieur du verre qui doit intervenir, c'est-à-dire K′H′. D'autre part, il s'agit d'un phénomène lumineux ; α doit dépendre du pouvoir inducteur électrique K ; admettons, pour un instant, la proportionnalité ; α est donc proportionnel à $KK'H'e$. Mais le produit KK′ représente l'inverse du carré de la vitesse V de la lumière dans

(1) CURIE, Thèse, p. 12.

(2) Remarquons, en passant, l'analogie de cette formule avec l'expression du phénomène de Hall ; je compte revenir sur ce point.

le corps transparent. Or, j'ai vérifié par l'expérience [1] que la rotation pouvait s'exprimer par la formule :

$$\alpha = \frac{C}{V\lambda} \varphi e H' = \frac{C}{V^2 T} \varphi e H',$$

λ étant la longueur d'onde lumineuse, φ une fonction sans dimensions dont la forme nous est inutile ici. Nous retrouvons le facteur KK'; et, de plus, nous devons introduire la période T de la lumière. On aura donc :

$$\alpha = C\varphi \frac{KK'H'e}{T}.$$

Admettons que C est une constante absolue : la rotation étant un angle dont les dimensions sont nulles, l'homogénéité exige que H' ait pour dimensions LT^{-1}. C'est le résultat que j'ai déjà trouvé par une autre voie.

4° *Conductibilité.* — Le système d'unités ainsi déterminé conduit, comme on l'a vu, pour les dimensions de la conductibilité à la formule $M^{-1}LT$. Or, dans la théorie électrolytique des ions, la conductibilité moléculaire a pour expression, à un facteur constant près, la somme $u_1 + v_1$ des vitesses de chacun des ions pour une différence de potentiel égale à l'unité. Ses dimensions doivent donc être :

$$\frac{LT^{-1}}{MT^{-2}} = M^{-1}LT.$$

C'est la traduction immédiate de la définition précédente, ce que n'indique pas le système électromagnétique ordinaire. Il resterait à savoir quelle est cette vitesse dans le cas des métaux. On est ainsi conduit aux expressions en dimensions que j'ai données précédemment.

POTENTIELS ÉLECTRIQUES DANS UN LIQUIDE EN MOUVEMENT [2] ;

Par M. G. GOURÉ DE VILLEMONTÉE.

L'étude d'une discussion très longue et très vive soutenue dans les *Annales de Poggendorff* et *de Wiedemann*, sur le développement de forces électromotrices par l'écoulement de liquides à travers des

---

(1) JOUBIN, Thèse.

(2) Extrait d'un mémoire plus étendu publié dans l'*Éclairage électrique*, année 1896, t. VIII, p. 491-579.

tubes, l'incertitude de la part attribuable au contact de l'air avec les corps dans la détermination des différences de potentiels au contact, m'ont amené à chercher si l'écoulement du mercure ou des solutions salines à travers un tube effilé peut développer une force électromotrice appréciable entre deux points du liquide [1].

A. *Expériences avec mercure.* — L'écoulement était produit à travers un tube de verre, vertical ou horizontal, effilé à l'une de ses extrémités, relié à l'autre à un réservoir d'où le mercure pouvait être chassé par de l'air comprimé. Les flacons et les tubes, lavés, séchés avec des soins particuliers et isolés, ont été remplis de mercure purifié et séché. Des fils de platine reliaient différents points de la colonne de mercure aux pôles d'un électromètre capillaire permettant d'apprécier une différence de potentiel de $0^{v},00015$.

L'isolement de l'appareil, préservé de l'influence extérieure par des écrans au sol, était vérifié avant chaque expérience.

I. — Les électrodes, montées toutes deux dans le tube, étaient séparées par une colonne de mercure:

1° De même diamètre dans toute son étendue (3 millimètres et $1^{mm},5$) ;

2° De diamètre variable obtenu en étirant le tube à la lampe.

La distance entre les électrodes a varié entre 42 centimètres et 520 centimètres.

Les vitesses moyennes par minute ont été comprises entre $866^{cm},4$ et $53^{cm},43$.

II. — L'une des électrodes a été montée dans le tube, l'autre dans la partie continue du filet libre.

Dans tous les cas la différence de potentiel a été trouvée nulle.

B. *Expérience avec des solutions salines.* — L'appareil est formé d'un tube de 8 millimètres de diamètre et de 3 mètres de longueur, effilé à l'une de ses extrémités et fixé à l'autre à la tubulure d'un flacon servant de réservoir au liquide. Un robinet de verre permet d'établir ou d'interrompre l'écoulement. Le réservoir est en communication avec une pompe de compression et un manomètre à air libre.

L'appareil est isolé sur des cales de paraffine, les tubes de verre qui relient le flacon à la pompe et au manomètre, les raccords et les mastics sont enduits de paraffine, de manière à assurer l'isolement.

Deux dispositions ont été adoptées ; dans l'une, l'appareil horizon-

---

[1] *Comptes Rendus de l'Ac. des Sciences*, t. CXIX, p. 1201 ; 1894.

tal est placé à l'intérieur d'une longue cuve en zinc remplie d'eau pour maintenir la température constante, et protégée par des écrans reliés au sol ; dans la seconde, l'appareil est vertical, à l'air libre, le réservoir est un flacon de Mariotte, l'écoulement du liquide a lieu sous pression constante.

Les liquides employés ont été des solutions de sulfate de cuivre, de zinc, de nickel, contenant 10 grammes de sel pur par litre d'eau distillée. Les flacons et les tubes ont été lavés successivement avec potasse, acide sulfurique, eau, alcool, et séchés avant le montage.

La comparaison des potentiels aux différents points du liquide est faite avec des électrodes du métal entrant dans la composition du sel étudié, reliées à un électromètre capillaire permettant d'apprécier une différence de $0^{v},00015$.

L'identité des électrodes au moment de l'immersion et l'égalité des altérations par un séjour plus ou moins prolongé dans le liquide, était obtenue en recouvrant d'un dépôt électrolytique (1) des fils de platine très fins, soudés à l'extrémité de tubes de verre et montés à l'intérieur du tube d'écoulement.

Le réservoir et les tubes remplis de liquide au repos, on vérifie l'isolement de l'appareil, l'absence de charge, l'identité des électrodes. La comparaison des potentiels est ensuite faite en maintenant l'écoulement du liquide sous pression constante, dans trois séries d'expériences :

Série I. — Les points sont pris dans le tube d'écoulement avec des solutions de sulfate de cuivre, de zinc, de nickel.

1° Les électrodes sont immergées simultanément et comparées :

a. Immédiatement après l'immersion des électrodes ;

b. Quelques heures et quelques jours après l'immersion, les électrodes restant plongées dans le liquide pendant l'intervalle des expériences.

2° Les électrodes sont immergées à des époques différentes.

Dans l'appareil horizontal, les distances entre les électrodes ont varié de 127 centimètres à 80 centimètres;

La vitesse d'écoulement a été : $33^{mm},5$ par seconde.

Dans l'appareil vertical les distances entre les électrodes ont varié de 195 centimètres à 40 centimètres; les vitesses d'écoulement, de $323^{mm},3$ à $155^{mm},3$ par seconde.

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. II, p. 213; 1893.

Série II. — Un point est pris dans une région au repos et un point dans une région en mouvement, avec une solution de sulfate de cuivre.

L'une des électrodes est montée sur le tube d'écoulement, comme dans le cas précédent, l'autre est placée dans un tube plus large fermé à la base, rempli de solution et communiquant à la partie supérieure, par un orifice très étroit, avec la solution du réservoir. Le liquide qui entoure la dernière électrode est immobile.

Série III. — Un point est pris dans la colonne liquide, à l'intérieur du tube de verre et un point dans le filet libre sorti du tube avec une solution de sulfate de cuivre.

Les expériences ont été faites avec l'appareil horizontal entouré d'air et isolé ; la pression du liquide dans le réservoir, maintenue constante pendant chaque expérience, a été comprise dans la série des déterminations entre 20 centimètres d'eau et 3 atmosphères. Le liquide formait, à la sortie du tube, un jet devant un écran noir. La longueur de la partie continue pouvait être facilement déterminée.

Les vitesses moyennes par seconde ont été comprises, avec un premier orifice, entre les limites correspondantes suivantes :

496^{mm} dans le tube,	400^{mm} dans le filet libre,
et 1526^{mm} dans le tube,	$518^{mm},68$ dans le filet libre.

Avec un second orifice entre :

$5^{mm},16$ dans le tube,	$220^{mm},4$ dans le filet libre,
et $31^{mm},4$ dans le tube,	1250^{mm} dans le filet libre.

Un large étui en cuivre préserve le liquide des effets d'influence. Des ouvertures permettent de placer les électrodes dans la partie continue du filet libre. La distance de l'orifice à l'électrode fixée sur le tube était 40 centimètres.

Les distances du même orifice aux électrodes du filet ont été comprises entre :

0 millimètre et 100 millimètres avec le premier orifice ;

0 millimètre et 20 millimètres avec le second.

Le défaut d'identité qui aurait pu résulter d'une différence de séjour des électrodes dans le liquide était évité en mouillant les électrodes simultanément et en les maintenant plongées dans le sulfate de cuivre pendant les intervalles des expériences.

Les expériences appartiennent à deux groupes :

1° L'électrode du filet est un fil de platine très fin, cuivré, tendu sur un cadre de cuivre ou d'ébonite, ou libre à l'une de ses extrémités. Le fil placé dans la partie continue du filet, à différentes distances de l'orifice, intercepte une fraction très petite de la section du filet ;

2° L'électrode placée dans le filet est une lame ou un disque cuivré d'étendue assez petite pour que la surface soit constamment recouverte par le liquide après l'écrasement de la veine liquide ; l'étendue mouillée pendant l'expérience est invariable.

Les résultats ont été les suivants :

Séries I et II. — 1° *Les différences de potentiel ont été trouvées les mêmes dans les expériences faites avec les solutions de sulfate de cuivre et de sulfate de zinc, lorsque le liquide était immobile et lorsque le liquide était en mouvement, la durée des périodes de repos et de mouvement variant de trente secondes à six minutes.*

Ces différences sont nulles, lorsque les dépôts électrolytiques sont préparés vingt-quatre heures environ avant l'immersion et lorsque la durée d'immersion ne dépasse pas trois jours. La différence de potentiel est comprise entre $0^v,00045$ et $0^v,00075$, lorsque la durée d'immersion est plus longue.

2° Les altérations chimiques, le passage de bulles d'air entraînées, par suite d'un abaissement de niveau dans les flacons réservoirs, ou d'une fissure dans les mastics qui retiennent les électrodes, produisent entre les électrodes des différences de potentiel relativement très grandes et toujours variables avec l'état de repos ou de mouvement du liquide.

3° Des modifications très promptes des sels ou des électrodes de nickel n'ont pas permis d'obtenir avec la solution de sulfate de nickel des résultats concordants pendant des périodes alternatives de repos ou de mouvement supérieures à trois secondes.

Dans la série II, le réservoir était relié au tube d'écoulement par un tube de caoutchouc de 52 centimètres, les résultats indiqués sont indépendants de la substance dont sont formés les tubes intermédiaires.

Série III. — *La différence de potentiel entre l'électrode du tube et l'électrode du filet est nulle, quelles que soient les vitesses du liquide et la distance de l'électrode du filet libre à l'orifice, dans les limites où l'on a opéré.*

Les conclusions relatives au problème posé sont :

Le mouvement d'un liquide conducteur à travers des tubes de verre larges, isolés, le passage du liquide à travers une pointe effilée ne produisent aucune différence de potentiel appréciable entre deux points du liquide, dans les limites où j'ai opéré.

Aucune correction n'est à faire aux nombres obtenus dans les déterminations faites par la méthode d'écoulement.

Les résultats négatifs des recherches précédentes n'impliquent pas la négation de la production de force électromotrice entre deux points d'un liquide en mouvement dans tous les cas. Le problème soulevé à la suite d'une observation de M. Zöllner, le 20 octobre 1871, dans les *Comptes Rendus de l'Académie Royale des Sciences de Saxe*, et d'une critique très judicieuse de M. Boetz (*C. R. de l'Académie Royale des Sciences de Bavière*, le 4 mai 1872, et *Ann. de Poggendorf*, t. XCLVI, an. 1872, p. 486), est le suivant :

1° Lorsqu'un liquide s'écoule à travers un tube, existe-t-il entre les extrémités d'un fil plongé en deux points de la colonne liquide une force électromotrice assimilable à la force électromotrice observée entre les pôles d'un élément de pile ?

2° Quelle relation existe-t-il entre la grandeur d'une telle force électromotrice et les constantes du phénomène : nature de la paroi, dimension des tubes, nature du liquide, vitesse d'écoulement?

3° Quelle est l'origine de la force électromotrice ?

MM. *Zöllner* (1), *Haga* (2), *Clark* (3), *Dorn* (4), *Edlund* (5), *Elster* (6), cherchèrent successivement à résoudre la question.

Un liquide est lancé sous pression à travers un tube, deux électrodes relient les extrémités à un galvanomètre ou à un électromètre et mesurent les intensités des courants ou les différences de potentiel aux bornes.

Les liquides employés ont été le plus souvent de l'eau (eau de conduite, eau distillée), dans quelques expériences des mélanges

---

(1) *Pogg. Ann.*, t. XCLVIII, 1873, p. 640-650; *Pogg. Ann.*, t. CLVIII, 1876, p. 497-539.

(2) *Wied. Ann.*, t. II, 1877, p. 326-335; *Wied. Ann.*, t. V, 1878, p. 287-289.

(3) *Wied. Ann.*, t. II, 1877, p. 335-347.

(4) *Pogg. Ann.*, t. XCLX, 1877, p. 56-75; *Wied. Ann.*, t. V, 1878, p. 20-45; *Wied. Ann.*, t. IX, 1880, p. 513-552; *Wied. Ann.*, t. X, 1880, p. 46-47.

(5) *Wied. Ann.*, t. I, 1877; *Wied. Ann.*, t. III, an. 1878, p. 489-494; *Wied. Ann.*, t. VIII, 1879, p. 119-137; *Ann. Wied.*, t. IX, 1880, p. 95-107.

(6) *Wied. Ann.*, t. VI, 1879, p. 553.

d'eau et d'alcool, dans trois expériences seulement de M. Dorn (1) des solutions très étendues de sulfate de cuivre.

Les tubes à travers lesquels le liquide s'écoule sont nus ou enduits intérieurement de gomme laque, de paraffine, de soufre, de collodion et, dans quelques expériences de M. Clark, d'une mince couche d'argent. Sauf les trois expériences signalées de M. Dorn avec une solution de sulfate de cuivre, les expériences ont été faites avec des liquides de grande résistance traversant des tubes de substances isolantes.

J'ai discuté, dans le journal *l'Éclairage électrique*, la définition des liquides et des tubes employés, les méthodes d'expérience, la précision des mesures ; je me bornerai à énoncer les conclusions générales de l'ensemble de recherches très nombreuses et faites avec un soin extrême.

I. — *L'écoulement de l'eau à travers des tubes de substance isolante produit une force électromotrice entre deux points du liquide.*

II. — Lorsque l'eau traverse des tubes de verre secs préalablement lavés avec de la potasse et des acides pour enlever toute trace de matières étrangères, deux cas sont à distinguer :

1° *Lorsque les tubes employés satisfont à la loi de Poiseuille, la force électromotrice correspondant à l'écoulement de l'eau distillée sous la même pression, est indépendante de la longueur et de la section du tube ;*

2° *Lorsque les tubes ne satisfont pas à la loi de Poiseuille, aucune loi générale ne peut être énoncée.*

Les expériences faites autorisent seulement l'énoncé suivant :

Avec des vitesses égales de l'eau, de 8 mètres par seconde, l'intensité est à peu près proportionnelle au diamètre et, par suite, la force électromotrice est inversement proportionnelle au diamètre des tubes (les diamètres étaient compris entre $0^{mm},2521$ et $4^{mm},1130$). L'énoncé est une loi empirique exacte seulement pour les diamètres et les vitesses indiqués, et aucun fait n'en autorise la généralisation.

III. — 1° *Le simple mouvement de l'eau n'est pas la cause de la force électromotrice qui existe lorsque l'eau s'écoule à travers les tubes ;*

2° *La paroi est nécessaire au développement des forces électromotrices ;*

---

(1) *Ann. de Pogg.*, t. CLX, 1877, p. 68-69.

3° *L'origine des forces électromotrices est au contact du liquide et de la paroi où le développement est produit par un mécanisme que l'expérience ne révèle pas.*

Le résultat des recherches expérimentales permet de répondre aux deux premières questions, la troisième n'est pas complètement résolue; l'origine des forces électromotrices n'est pas rattachée aux autres phénomènes électriques. L'invention d'un mécanisme hypothétique équivalent au mécanisme réel a été l'objet des théories.

La première théorie présentée par M. Edlund (1), basée sur des hypothèses que l'expérience n'a pas justifiées, n'a pas eu de partisans. La seconde, émise par Helmholtz (2), reprise avec modifications par M. Lamb (3), établie seulement dans le cas de liquides résistants coulant à travers des tubes isolants qui satisfont à la loi de Poiseuille, rend compte de la production des forces électromotrices, de la direction des courants, de la loi des longueurs et de la loi des sections, mais laisse sans interprétation quelques faits particuliers cités par M. Dorn (4).

La même théorie permet de prévoir le phénomène réciproque : entraînement du liquide par une différence de potentiel établie entre les extrémités du tube, phénomène vérifié par M. Saxén (5).

Les difficultés d'analyse jointes à la complication des lois d'écoulement des liquides à travers des tubes larges ne permettent pas le développement de la théorie dans le cas de tubes qui ne satisfont pas à la loi de Poiseuille.

Les incertitudes que laissent subsister les expériences anciennes et la théorie autorisent les doutes émis et justifient les recherches entreprises au début de cette note.

---

(1) *Ann. de Pogg. et de Wied.*, *loc. cit.*

(2) *Wied. Ann.*, t. VII, 1879, p. 337-382.

(3) *Philosoph. Mag.*, 5e série, t. XXV, 1888, p. 52 (*Journal de Phys.*, 2e série t. VII, p. 258).

(4) *Wied. Ann.*, *loc. cit.*

(5) *Wied. Ann.*, t. XLVII, 1892, p. 46.

GALVANOMÈTRE ABSOLUMENT ASTATIQUE ET A GRANDE SENSIBILITÉ ;

Par M. A. BROCA.

Ayant eu l'occasion de me servir fréquemment de l'équipage à aiguilles verticales, tel que M. Pierre Weiss l'a décrit, et en ayant construit un grand nombre, je me suis assuré de la grande supériorité de cet équipage sur l'équipage à aimants horizontaux aux points de vue que son auteur a fait ressortir. Mais, d'un autre côté, je me suis rendu compte des difficultés de sa réussite. Dans cet équipage, l'astatisme dépend en effet du parallélisme absolu des deux axes magnétiques. C'est là une condition très difficile à réaliser, et comme la partie délicate de la construction de l'équipage est le collage des aiguilles, on peut dire qu'il n'y a pas de retouche possible.

Frappé de cet inconvénient, j'ai cherché à constituer l'équipage par deux aiguilles séparément astatiques, c'est-à-dire rigoureusement droites et présentant en leur milieu précis un point conséquent. Avant de préconiser l'emploi de ce procédé, il fallait démontrer : 1° la possibilité de tremper des aiguilles minces d'acier rigoureusement droites ; 2° la possibilité de produire une aimantation intense avec un point conséquent ; 3° la possibilité de placer un point conséquent au milieu précis d'une aiguille ; 4° la permanence de l'aimantation ainsi produite.

1° Pour tremper un fil de $0^c,3$ à $0^c,06$ de diamètre rigoureusement droit, il faut d'abord le chauffer régulièrement en le maintenant vertical par un poids convenable, au-dessus d'un vase plein d'eau. Cela peut se faire avec un courant électrique ou même avec un bec Bunsen. Le fil étant ainsi chauffé et tendu, on le trempe en soulevant le vase dans lequel le poids et le fil doivent entrer librement. Le poids assure la régularité de la trempe. Mais, si la chauffe n'est pas absolument régulière, aucun poids ne peut suffire à assurer la rectitude du fil et vaincre les forces moléculaires mises en jeu par la trempe. Ce procédé m'a été indiqué par M. Gaiffe. Il peut donner des aiguilles droites de 10 centimètres ;

2° En frottant une aiguille ainsi trempée par son milieu sur l'angle d'un aimant, on obtient un point conséquent au centre et deux pôles identiques extrêmes.

En trempant cette aiguille dans la limaille, on voit que l'aimantation est bien régulière, que les houppes de limaille prises par les

pôles extrêmes sont bien identiques entre elles et à peu près identiques à celles que prend une aiguille du même acier, aimantée à la manière ordinaire. Ceci est confirmé par les mesures balistiques, qui ont montré que l'aimantation de l'aiguille à point conséquent était 0,9 de celle de l'aiguille ordinaire. Donc, les pôles extrêmes sont 0,9 des pôles de l'aiguille ordinaire, et le pôle central est égal à 1,8 fois ceux-ci ;

3° L'aiguille ainsi aimantée présente son point conséquent au point qui a été le dernier en contact avec l'aimant. On comprend donc qu'il est possible de retoucher cette aiguille pour égaliser les moments magnétiques de ses deux moitiés. Pendant les retouches, l'aimantation ne change pas. Voici donc comment on opérera : L'aiguille sera suspendue horizontalement sur un petit support en aluminium au bout d'un fil de cocon. Avec une aiguille aimantée, on verra quel est celui des pôles extrêmes qui est à l'orientation qui lui convient. C'est le moment de la moitié correspondante de l'aiguille qui est trop fort. Il faudra donc raccourcir cette partie en la frottant convenablement sur l'aimant. Avec un peu d'habitude on arrive très vite à avoir une aiguille en équilibre en dehors du méridien. L'observation du temps d'oscillation permet d'ailleurs de diriger les retouches plus méthodiquement encore ;

4° Au point de vue de la permanence de l'aimantation, j'ai des équipages qui ont gardé leurs propriétés à très peu de chose près depuis cinq mois.

Les aimants étant ainsi obtenus, chaque équipage est formé de quatre d'entre eux, deux ayant un pôle nord central, deux ayant un pôle sud central. On forme ainsi deux équipages à aiguilles parallèles collés de chaque côté d'un amortisseur en mica, de manière à ajouter leurs couples. L'écartement des aiguilles qui m'a donné les meilleurs résultats est d'environ 3 millimètres.

L'équipage ainsi constitué jouit d'une propriété remarquable. Il est insensible non seulement à un champ uniforme, mais à un champ uniformément varié. En effet, le moment total est, en appelant m les masses magnétiques extrêmes, $-2m$ les masses centrales, l l'écartement des barreaux, f_1, f_2, f_3 les forces aux trois points aimantés :

$$M = ml\,(f_1 - 2f_2 + f_3).$$

Il est donc nul tant que $f_1 - 2f_2 + f_3 = 0$, c'est-à-dire tant que le champ est uniformément varié le long de l'équipage.

Cette dernière propriété dépend du parallélisme des lignes des pôles, mais l'astatisme dans le champ uniforme n'en dépend pas. Pratiquement ces équipages sont presque entièrement dirigés par un fil de cocon simple de 10 centimètres de long et sont insensibles à l'approche à 1 mètre d'un fort aimant en fer à cheval. Au contraire, une très petite aiguille placée près de l'un des pôles les dirige entièrement.

Pour être maître de ces équipages, l'aimant directeur ordinaire des galvanomètres est donc tout à fait insuffisant, et je l'ai remplacé dans mon instrument par de petites aiguilles, l'une normale aux bobines, l'autre parallèle, à hauteur et très près de l'un des pôles.

Cet équipage peut s'employer soit avec trois paires de bobines, chacune agissant sur un des couples de pôles, soit avec deux paires de même sens agissant sur les pôles extrêmes, et donnant un couple extérieur utile sur le pôle double, soit avec une seule paire de bobines agissant sur le pôle double et donnant un couple extérieur utile sur les deux pôles simples.

Pour le galvanomètre à trois paires de bobines il y a lieu de déterminer quels volumes et quels fils il faut donner aux deux paires extrêmes évidemment identiques, et à la paire centrale, pour obtenir le couple maximum, la résistance de l'instrument étant donnée.

Supposons la forme des bobines déterminée ; chacune d'elles sera entièrement déterminée par une de ses dimensions, par exemple l'épaisseur $2b$ de la gorge. Dans ces conditions, si ρ désigne la résistivité du fil, n le nombre de tours de fil par unité de longueur de la gorge, nous aurons, en négligeant l'isolant [1] pour la résistance d'une bobine et la force qu'elle exerce en son centre, les valeurs :

$$R = \frac{4}{\pi}\rho n^4 u = Cn^4 b^3, \qquad g = 4\pi n^2 b \log \Phi,$$

Φ étant une fonction dépendant uniquement du rapport des dimensions de la bobine. Pour nous, c'est donc une constante comme C.

Dans le cas qui nous occupe, appelons b et b'. n et n' les données relatives à la bobine centrale et à l'une des extrêmes, nous avons à rendre maximum la somme des trois couples qui, d'après l'expression de la force g sera :

$$G = 4\pi \times 2\mu \log \Phi \, (n^2 b + n'^2 b')$$

---

[1] MASCART et JOUBERT, *Leçons sur l'électrioité et le magnétisme*, t. II, p. 85 et 90.

avec la condition que la résistance est constante. Celle-ci est

$$C\ (n^4b^3 + 2n'^4b'^3).$$

D'ailleurs, les bobines doivent être jointives, ce qui nous donne pour les diamètres la relation $d + d' = l$, l étant la longueur de l'équipage, d'où nous concluons $b + b' = L$, L étant une constante.

Posons $n^2 = t$, $\left(\frac{n'}{n}\right)^2 = y$, $\frac{b'}{b} = x$; nous aurons à rendre maximum l'expression $G = Btb\ (1 + yx)$ avec les deux relations :

$$t^2b^3\ (1 + 2y^2x^3) = A \qquad \text{et} \qquad b\ (1 + x) = L,$$

les grandes lettres désignent des constantes. Éliminant b et remarquant que G sera maximum en même temps que $\frac{G^2}{A}$, expression d'où t s'élimine, nous voyons que nous avons à chercher le maximum de la fonction

$$\frac{G^2}{A} = \frac{(1 + yx)^2\ (1 + x)}{1 + 2y^2x^3} = F\ (x, y),$$

d'où les conditions simultanées :

$$(1)\quad \frac{\partial F}{\partial x} = (1 + 2y^2x^3)\ [1 + yx + 2y\ (1 + x)] - 6y^2x^2\ (1 + x)\ (1 + yx) = 0,$$

et :

$$(2)\quad \frac{\partial F}{\partial y} = 1 - 2yx^2 = 0$$

Portant dans (1) la valeur $y = \frac{1}{2x^2}$ donnée par (2), il vient $x = -\frac{1}{2}$, solution inadmissible comme négative, et $x = \frac{1}{\sqrt{2}}$, d'où $y = 1$. On vérifie facilement que cette solution correspond bien à un maximum de G.

Pour comparer le galvanomètre ainsi constitué à celui à deux paires de bobines, on ne peut tenir compte du couple de celui-ci sur le pôle double, ni prendre de rapport géométriquement déterminé entre les bobines à cause de la surface polaire des aiguilles qui est située entre les bobines ; on est donc réduit au calcul numérique en négligeant l'action sur le pôle double. J'ai trouvé ainsi que le galvanomètre à trois paires

de bobines avait une sensibilité 1,98 fois plus grande que celui à deux paires pour l'équipage de 4 centimètres, la résistance de 9 ohms environ, et la surface polaire de 5 millimètres à chaque extrémité des aiguilles.

Mais nous pouvons comparer le galvanomètre à une seule paire au galvanomètre à deux paires, puisque les dimensions des bobines doivent être identiques dans les deux cas.

Appelons R' la résistance de la bobine unique, et R celle de l'une des bobines du galvanomètre double. Nous avons $R' = 2R$, ou $n'^4 = 2n^4$, et les couples sont dans le rapport

$$\left(\frac{n'}{n}\right)^2 = \sqrt{2}.$$

Le couple du galvanomètre à trois bobines sera donc 1,39 de celui du galvanomètre à une seule bobine. Mais nous avons négligé le couple extérieur, et l'influence de la couverture du fil, qui sera plus fin avec trois bobines qu'avec une seule. Il est donc certain que, en somme, le galvanomètre à une seule bobine sera au moins aussi sensible que les autres. Sa construction étant aussi plus simple, il doit donc être préféré.

Un instrument de cette espèce avec un équipage de 4 centimètres et une paire de bobines de 27 millimètres de diamètre à 4 millimètres d'écartement, m'a donné la constante 250, correspondant à 5" d'oscillation.

Quelques dispositions simples m'ont permis de rendre l'appareil d'un emploi commode. Il est contenu dans une boîte en bois que l'on fixe au mur par trois oreilles. Les bobines sont portées par deux flasques en laiton, dont l'une est fixée sur le fond de la boîte en bois, et dont l'autre peut s'ouvrir en tournant autour d'une charnière qui l'unit au premier. L'appareil de suspension pour l'équipage est à 15 centimètres au-dessus des flasques et fixé sur la boîte. Un double crochet permet de changer instantanément l'équipage, qui est très accessible, sans toucher à son fil de suspension. On peut avoir ainsi une série d'équipages d'amortissements divers.

La boîte en bois porte des tubes pour les aimants directeurs, et un chaussant où entre à frottement doux un barillet, qui permet de placer devant le miroir une lentille convenable pour amener la lecture à se faire à distance commode.

EXPÉRIENCES SUR DEUX PHÉNOMÈNES PRODUITS PAR LE PASSAGE DU COURANT CONTINU A TRAVERS LES TISSUS ORGANIQUES;

Par M. G. WEISS.

J'ai fait voir sur la grenouille et sur le cobaye que le courant continu, traversant les muscles avec une intensité et pendant un temps convenables, produisait dans ces muscles des lésions très graves, visibles au microscope et conduisant à une atrophie progressive. Des faits cliniques observés sur l'homme s'expliquent par mes expériences. J'ai montré que ces effets étaient l'apanage exclusif des courants toujours de même sens, le courant alternatif ne les produisant jamais.

Le passage du courant continu dans les muscles est accompagné de phénomènes de polarisation, ainsi que je l'ai fait voir il y a plusieurs années. Ces expériences se prêtaient mal à une mesure de la polarisation, car cette mesure exigeait deux lectures : 1° Une première opération donnait la polarisation des électrodes et des tissus dans lesquels passait le courant; 2° En plongeant les électrodes dans l'eau salée, on avait la polarisation de ces électrodes seules. La polarisation des tissus s'obtenait par différence.

J'ai modifié ma méthode de mesure, empruntée à Chaperon, et aujourd'hui je ne fais plus qu'une lecture.

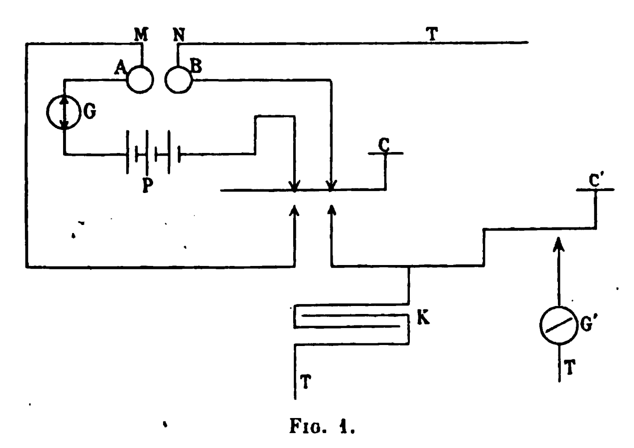


FIG. 1.

A et B sont deux cristallisoirs dans lesquels plongent les extrémités de l'organe dont on veut mesurer la polarisation produite par le courant

de la pile P. G indique l'intensité de ce courant. Dans les cristallisoirs plongent, au moyen de grandes plaques d'étain, deux conducteurs M et N.

Dans le cas de la *fig.* 1, la clef C étant levée et un muscle, par exemple, se trouvant entre A et B, le courant passe et le muscle se polarise. Si on abaisse la clef C, elle quitte les contacts supérieurs, établit les contacts inférieurs, et l'on voit que le condensateur K se charge à un potentiel ne dépendant que de la force électromotrice de polarisation des tissus. En donnant quatre ou cinq petits coups de doigt sur la clef C, K est chargé à refus, et l'on mesure sa charge en le déchargeant à travers le galvanomètre balistique G′. L'échelle de lecture de ce galvanomètre se gradue en chargeant une fois pour toutes, le condensateur à un potentiel connu. J'ai du reste vérifié que les feuilles d'étain ne se polarisaient pas pratiquement, car, si l'on établit la communication entre A et B à l'aide d'un siphon, G′ reste au zéro.

Par cette méthode il m'était facile de faire de nombreuses expériences. Voici ce que j'ai constaté: Opérant sur la grenouille avec un courant d'intensité croissante, la polarisation augmente avec I et atteint un maximum de $\frac{1}{5}$ de volt environ.

Passant à l'homme, je fus d'abord étonné de voir qu'à intensité égale il se polarisait moins que la grenouille, mais que le maximum était bien supérieur à celui de la grenouille. Je ne pus même l'atteindre, par suite de la douleur que provoquent les courants trop intenses et de leur danger.

Mais, en poursuivant mes études, je trouvai que la polarisation des muscles est proportionnelle à leur longueur et inversement proportionnelle à leur section, à intensité égale, bien entendu. Cela explique tout.

Il en résulte que le muscle se comporte comme s'il était composé d'une masse de particules se polarisant et formant de petits accumulateurs disposés en séries de batteries.

J'ai voulu faire voir *in vitro* qu'à la surface de séparation de deux milieux, en dehors du contact des électrodes, il pouvait se produire des décompositions chimiques expliquant les faits que je viens de décrire. Pour cela je coule au fond d'un tube en U (*fig.* 2) de la gélatine, et, quand elle a fait prise, je complète le remplissage de chaque branche avec de la gélatine salée. Quand le tout est pris, je retourne

le tube sur deux petits cristallisoirs et je fais passer le courant; bientôt la gélatine se liquéfie en A et B, aux points de séparation des portions

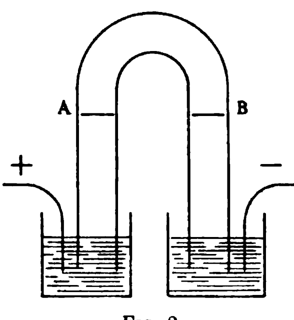


Fig. 2.

salées et non salées. Cette liquéfaction est due à la mise en liberté d'acides et de bases, car, si on colore au tournesol, on voit en ces points la couleur virer.

Mais j'ai aussi observé un autre fait. Si dans un tube (*fig.* 3), ouvert aux deux bouts, on coule d'abord de la gélatine blanche, puis un anneau MN de gélatine colorée avec une couleur d'aniline, puis de nouveau de la gélatine blanche, en faisant passer un courant dans le tube, la matière colorante se déplace sous l'influence du courant.

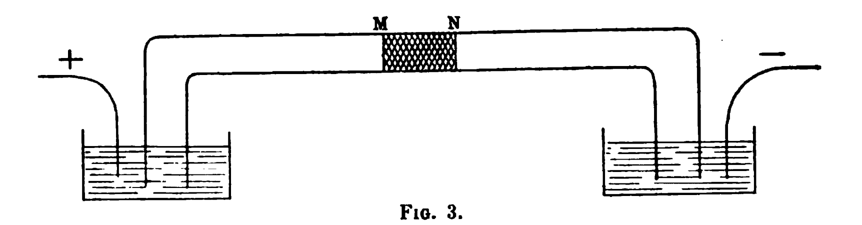


Fig. 3.

Cet effet est produit par des courants très faibles, on a un déplacement de 6-7 centimètres par jour pour le bleu de méthylène, dans un tube de 1,5 centimètre carré de section, avec un courant de $\frac{1}{25}$ de milliampère.

Mais ce qui est plus curieux, c'est que toutes les couleurs ne se déplacent pas dans le même sens. Le sens du déplacement est lié à d'autres propriétés (fixation de la couleur sur le noyau des cellules ou sur le protoplasma).

M. Bidet, préparateur à l'École municipale de Physique et de Chimie, m'a donné deux listes, l'une composée de couleurs dites basiques, l'autre de couleurs dites acides (cela veut dire que ces matières colorantes sont des sels; dans les unes c'est l'acide organique colorant combiné à la potasse ou à la soude, dans les autres ce sont des acides minéraux, HCl, combinés avec une matière colorante jouant le rôle de base).

J'ai constaté que toutes les couleurs basiques allaient du pôle + au pôle —, toutes les couleurs acides du pôle — au pôle +.

Voici ces listes :

A. — *Colorants basiques:*

Groupe azoïque...........	Brun Bismarck.
Groupe triphénylméthane .	Fuchsine A.
	Vert malachite.
	Violet de Paris.
Groupe oxazines..........	Bleu de Meldola.
Thionines................	Bleu de méthylène.
Safranines...............	Phénosafranine.
	Rouge de Magdala.

B. — *Colorants acides :*

Groupe diazoïque.........	Orangé.
Groupe tétrazoïque	Écarlate de Biebrich.
	Vert acide.
Groupe benzidique........	Rouge Congo.
Groupe triphénylméthane .	Fuchsine acide.
	Éosine.

Dans l'essai de toutes ces couleurs je ne constatai qu'une seule exception, le vert acide. J'en fis la remarque à M. Bidet qui, après réflexion, me dit que cela ne l'étonnait pas outre mesure, cette couleur contenant, à côté de l'acide organique colorant, une forte proportion d'acide sulfurique.

Quelle est la cause de ces phénomènes? Se produit-il un entraînement de la matière colorante (sel), ou bien y a-t-il une série de décompositions successives?

Dans cette dernière hypothèse, ce serait, je crois, la première démonstration expérimentale de l'hypothèse de Grotthus.

A. RIGHI. — Sur les oscillations électriques de petite longueur d'onde et sur leur emploi dans la production des phénomènes analogues aux principaux phénomènes de l'optique (*Memorie della R. Accademia delle Scienze dell' Istituto di Bologna*, série V, t. IV, p. 107-210; 1894).

M. Righi a réalisé un ensemble imposant d'expériences, sur le modèle des principales expériences d'optique, au moyen d'oscillations électriques dont les longueurs d'onde descendent jusqu'à $2^{cm},6$, ce qui permet d'affaiblir les effets de diffraction et de diminuer les dimensions des appareils ([1]).

Oscillateur. — Pour produire des oscillations électriques de faible période, M. Righi réalise un oscillateur avec deux sphères métalliques voisines, de $0^{cm},8$, de $3^{cm},75$ ou de 8 centimètres de diamètre, donnant respectivement des longueurs d'onde de $2^{cm},6$, de $10^{cm},6$ ou de $20^{cm},6$.

Pour obtenir des effets intenses, il est indispensable de faire éclater l'étincelle qui réunit les deux sphères dans un liquide isolant, l'huile de vaseline ([2]).

A l'exemple de Tœpler ([3]), M. Righi excite l'oscillateur par une machine à influence.

Les condensateurs de la machine sont supprimés.

Les conducteurs principaux de la machine sont reliés à deux sphères placées dans l'air de part et d'autre des deux sphères de l'oscillateur, plongées en partie dans l'huile. Les deux étincelles qui éclatent dans l'air entre les sphères de la machine et les sphères de l'oscillateur servent seulement à charger celles-ci et n'ont pas d'influence sensible sur les oscillations mêmes.

La ligne des centres des sphères coïncide avec la ligne focale d'un miroir cylindro-parabolique formé d'une lame de cuivre. L'ensemble du miroir et de l'oscillateur peut tourner d'un angle quelconque mesurable sur un cercle divisé.

Les ondes cylindriques divergentes que donne directement l'oscillateur sont négligeables à une certaine distance vis-à-vis des ondes planes que donne leur réflexion sur le miroir. On peut donc avoir

---

([1]) La longueur d'onde minimum obtenue par Hertz et par ses continuateurs était d'environ 66 centimètres.

Depuis les expériences de Hertz, on avait concentré les radiations électromagnétiques par des lentilles (Lodge et Howard, *Phil. Mag.*, t. XXVIII, p. 48 ; 1889), et l'on avait fait quelques expériences sur la réflexion par des réseaux de fils métalliques, mais l'analogie des vibrations électriques et lumineuses n'avait pas été poussée plus loin.

([2]) MM. de la Rive et Sarasin ont indiqué cet artifice et ont choisi l'huile d'olive comme liquide isolant (*Comptes Rendus*, t. CXV, p. 439 ; 1892).

([3]) Tœpler, *Wiedemann's Annalen*, t. XLVI, p. 306 ; 1892.

une onde plane, formée de vibrations électriques polarisées de direction connue et variable à volonté.

Résonnateurs. — Une couche d'argent déposée sur verre est séparée en deux par un sillon au diamant qui met le verre à nu sur une largeur très faible descendant jusqu'à $\frac{1}{1000}$ de millimètre. Quand ce résonnateur reçoit des oscillations électriques, les deux bords du sillon sont réunis par de petites étincelles qu'on observe avec un oculaire. La production de ces étincelles très courtes est favorisée par le fait qu'elles éclatent le long de la surface du verre.

On s'arrange de manière que l'étincelle du résonnateur ne voie pas celle de l'excitateur.

Le résonnateur et l'excitateur doivent être accommodés. Ce n'est pas le synchronisme qui donne les meilleurs résultats. Ainsi pour déceler les vibrations de $2^{cm},6$ de longueur d'onde, M. Righi emploie de préférence un résonnateur dont la longueur d'onde propre est $0^{cm},9$.

Le résonnateur est placé, comme l'excitateur, suivant la ligne focale d'un miroir parabolique, qui concentre sur lui les ondes planes reçues et peut l'entraîner dans son mouvement de rotation. La sensibilité des résonnateurs permet alors de déceler des vibrations électriques, ayant par exemple $10^{cm},6$ de longueur d'onde, jusqu'à plus de 20 mètres, c'est-à-dire à plus de 190 longueurs d'onde de distance de l'excitateur.

Les étincelles usent rapidement les résonnateurs ; mais il est facile de préparer un assez grand nombre de résonnateurs avec une même plaque de verre argenté ; ils sont alors assez peu différents pour être substitués les uns aux autres dans une même série d'expériences.

Un résonnateur peut servir :

1° Pour définir la *direction des vibrations* par l'orientation même du résonnateur, quand les étincelles sont maximum, ou, pratiquement, par la bissectrice des deux orientations pour lesquelles les étincelles disparaissent ;

2° Pour définir, en valeur relative, l'*amplitude vibratoire*. L'amplitude est proportionnelle, d'après M. Righi, au cosinus de l'angle dont il faut, pour éteindre les étincelles, faire tourner le résonnateur, à partir de la direction des oscillations reçues ;

3° Pour reconnaître une *vibration circulaire*, quand la rotation du

A. RIGHI. — Sur les oscillations électriques de petite longueur d'onde et sur leur emploi dans la production des phénomènes analogues aux principaux phénomènes de l'optique (*Memorie della R. Accademia delle Scienze dell' Istituto di Bologna*, série V, t. IV, p. 107-210; 1894).

M. Righi a réalisé un ensemble imposant d'expériences, sur le modèle des principales expériences d'optique, au moyen d'oscillations électriques dont les longueurs d'onde descendent jusqu'à $2^{cm},6$, ce qui permet d'affaiblir les effets de diffraction et de diminuer les dimensions des appareils (1).

Oscillateur. — Pour produire des oscillations électriques de faible période, M. Righi réalise un oscillateur avec deux sphères métalliques voisines, de $0^{cm},8$, de $3^{cm},75$ ou de 8 centimètres de diamètre, donnant respectivement des longueurs d'onde de $2^{cm},6$, de $10^{cm},6$ ou de $20^{cm},6$.

Pour obtenir des effets intenses, il est indispensable de faire éclater l'étincelle qui réunit les deux sphères dans un liquide isolant, l'huile de vaseline (2).

A l'exemple de Tœpler (3), M. Righi excite l'oscillateur par une machine à influence.

Les condensateurs de la machine sont supprimés.

Les conducteurs principaux de la machine sont reliés à deux sphères placées dans l'air de part et d'autre des deux sphères de l'oscillateur, plongées en partie dans l'huile. Les deux étincelles qui éclatent dans l'air entre les sphères de la machine et les sphères de l'oscillateur servent seulement à charger celles-ci et n'ont pas d'influence sensible sur les oscillations mêmes.

La ligne des centres des sphères coïncide avec la ligne focale d'un miroir cylindro-parabolique formé d'une lame de cuivre. L'ensemble du miroir et de l'oscillateur peut tourner d'un angle quelconque mesurable sur un cercle divisé.

Les ondes cylindriques divergentes que donne directement l'oscillateur sont négligeables à une certaine distance vis-à-vis des ondes planes que donne leur réflexion sur le miroir. On peut donc avoir

---

(1) La longueur d'onde minimum obtenue par Hertz et par ses continuateurs était d'environ 66 centimètres.

Depuis les expériences de Hertz, on avait concentré les radiations électromagnétiques par des lentilles (LODGE et HOWARD, *Phil. Mag.*, t. XXVIII, p. 48; 1889), et l'on avait fait quelques expériences sur la réflexion par des réseaux de fils métalliques, mais l'analogie des vibrations électriques et lumineuses n'avait pas été poussée plus loin.

(2) MM. de la Rive et Sarasin ont indiqué cet artifice et ont choisi l'huile d'olive comme liquide isolant (*Comptes Rendus*, t. CXV, p. 439; 1892).

(3) TOEPLER, *Wiedemann's Annalen*, t. XLVI, p. 306; 1892.

une onde plane, formée de vibrations électriques polarisées de direction connue et variable à volonté.

Résonnateurs. — Une couche d'argent déposée sur verre est séparée en deux par un sillon au diamant qui met le verre à nu sur une largeur très faible descendant jusqu'à $\frac{1}{1000}$ de millimètre. Quand ce résonnateur reçoit des oscillations électriques, les deux bords du sillon sont réunis par de petites étincelles qu'on observe avec un oculaire. La production de ces étincelles très courtes est favorisée par le fait qu'elles éclatent le long de la surface du verre.

On s'arrange de manière que l'étincelle du résonnateur ne voie pas celle de l'excitateur.

Le résonnateur et l'excitateur doivent être accommodés. Ce n'est pas le synchronisme qui donne les meilleurs résultats. Ainsi pour déceler les vibrations de $2^{cm},6$ de longueur d'onde, M. Righi emploie de préférence un résonnateur dont la longueur d'onde propre est $0^{cm},9$.

Le résonnateur est placé, comme l'excitateur, suivant la ligne focale d'un miroir parabolique, qui concentre sur lui les ondes planes reçues et peut l'entraîner dans son mouvement de rotation. La sensibilité des résonnateurs permet alors de déceler des vibrations électriques, ayant par exemple $10^{cm},6$ de longueur d'onde, jusqu'à plus de 20 mètres, c'est-à-dire à plus de 190 longueurs d'onde de distance de l'excitateur.

Les étincelles usent rapidement les résonnateurs ; mais il est facile de préparer un assez grand nombre de résonnateurs avec une même plaque de verre argenté ; ils sont alors assez peu différents pour être substitués les uns aux autres dans une même série d'expériences.

Un résonnateur peut servir :

1° Pour définir la *direction des vibrations* par l'orientation même du résonnateur, quand les étincelles sont maximum, ou, pratiquement, par la bissectrice des deux orientations pour lesquelles les étincelles disparaissent ;

2° Pour définir, en valeur relative, l'*amplitude vibratoire*. L'amplitude est proportionnelle, d'après M. Righi, au cosinus de l'angle dont il faut, pour éteindre les étincelles, faire tourner le résonnateur, à partir de la direction des oscillations reçues ;

3° Pour reconnaître une *vibration circulaire*, quand la rotation du

résonnateur n'a pas d'influence sur ces étincelles ; ou une *vibration elliptique*, quand cette rotation montre un maximum et un minimum des étincelles ;

4° Pour reconnaître la position d'un *maximum* ou d'un *minimum d'interférence ou de diffraction.* Le résonnateur est alors employé sans miroir parabolique ; mais, pour ne pas trop diminuer l'intensité des étincelles, on place une étroite bande de cuivre à un quart de longueur d'onde en arrière du résonnateur.

Expériences d'interférence. — L'expérience de Hertz sur les *ondes stationnaires* peut se réaliser avec une pièce de dix centimes comme miroir réfléchissant.

L'expérience des *miroirs de Fresnel* [1] a été réalisée avec la longueur d'onde de $10^{cm},6$, en supprimant les miroirs paraboliques de l'excitateur et du résonnateur. Les miroirs de Fresnel sont représentés par deux lames métalliques verticales carrées de 40 centimètres de côté faisant un angle bien inférieur à 180°, car il faut ici diminuer la largeur de l'interfrange jusqu'à la demi-longueur d'onde environ, afin d'obtenir quelques franges (quatre maximum) dans le champ commun aux deux miroirs.

L'*expérience de Fresnel avec un seul miroir* se réalise bien plus facilement qu'en optique, parce qu'il n'est pas ici besoin d'opérer sous une incidence rasante :

On opère le plus souvent sous une incidence inférieure à l'incidence principale. Alors, quand la vibration électrique est dans le plan d'incidence, on a un maximum d'étincelle dans le plan du miroir. L'expérience analogue de la frange centrale blanche n'est pas réalisable en optique avec le miroir unique de Fresnel, mais seulement avec les trois miroirs de Fresnel.

L'expérience du *biprisme* a été réalisée très nettement avec un bloc de soufre.

Applications des interférences :

1° *Mesure des longueurs d'onde.* — On peut mesurer la longueur d'onde par un déplacement parallèle de l'un des deux miroirs, comme dans l'*expérience de Fizeau et Foucault* [2] avec les miroirs de Fresnel.

Mais il vaut mieux réaliser le *dispositif employé par M. Michel-*

---

(1) Boltzmann (*Wiedemann's Annalen*, t. XL, p. 399 ; 1890) n'avait réalisé cette expérience qu'imparfaitement et avec de grandes longueurs d'onde.

(2) Fizeau et Foucault, *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XXVI, p. 318, 1849.

son pour comparer au mètre les longueurs d'onde de la lumière (¹) :

Les ondes planes fournies par l'oscillateur traversent une lame de paraffine inclinée à 45°, se réfléchissent normalement sur deux miroirs parallèles, se réfléchissent en revenant sur la lame de paraffine, puis se réunissent au foyer du miroir parabolique qui porte le résonnateur. Si l'un des miroirs plans parallèles est déplacé d'un quart de longueur d'onde à partir du plan de l'autre, les étincelles disparaissent ; 6 déplacements successifs ont donné 6 maximum et 6 minimum, les 4 premiers très nets. Chaque décharge oscillante des deux sphères de l'excitateur renferme donc au moins 6 oscillations complètes avec la période propre au résonnateur.

2° *Mesure des indices de réfraction.* — Avec le dispositif précédent, on interpose la lame diélectrique d'épaisseur l normalement aux rayons, devant l'un des deux miroirs diposés dans le même plan. Les étincelles s'affaiblissent ou disparaissent ; on rétablit le maximum primitif en déplaçant l'un des deux miroirs de d ; l'indice de réfraction n de la lame est donné par : $2d = (n - 1)\ l$.

Cette méthode a donné 1,43 pour l'indice de la paraffine et 1,87 pour celui de soufre (2,06 est l'indice optique moyen pour la raie B).

Interférences des lames minces. — Pour le verre, la réflexion des oscillations électriques présente des singularités inexpliquées. Mais la paraffine et le soufre montrent des phénomènes complètement d'accord avec les phénomènes de l'optique.

L'extinction des étincelles du résonnateur dans la réflexion sur une lame de minceur convenable de paraffine (phénomène analogue à la *tache noire de Newton*) fait place à une réapparition des étincelles quand on place une lame de soufre derrière la paraffine (phénomène analogue à la *tache blanche d'Young*).

Phénomènes de diffraction. — Au moyen d'un oscillateur et d'un résonnateur sans miroirs paraboliques, M. Righi a vérifié les lois de la diffraction d'une onde cylindrique recouverte d'*écrans partiels* (expériences de Fresnel reprises par Billet et Soret) et les lois de la diffraction par un bord rectiligne.

En promenant une lame diélectrique sur une onde plane, M. Righi a observé dans les effets de diffraction des singularités qu'il interprète en supposant que le diélectrique est le siège d'un phénomène de résonnance.

(¹) Alb.-A. MICHELSON, *Phil. Mag.*, 5ᵉ série, t. XXXIV, p. 280 ; 1892 ; *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. VII, p. 444, 1888, et 3ᵉ série, t. III, p. 9, 1894.

Réflexion par les diélectriques (¹). — La réflexion des ondes planes sur la face antérieure d'une lame prismatique de soufre ou de paraffine permet de vérifier plusieurs conséquences des formules de Fresnel relatives à la réflexion de la lumière; en particulier, la relation $\operatorname{tg} I = n$ donne pour l'incidence breustérienne sur le soufre, dont l'indice n est mesuré par les interférences :

$$I = 61°52';$$

l'expérience a donné 60° à 64°.

Réfraction. — Des *prismes* de soufre ou de paraffine donnent des indices comparables à ceux que la méthode interférentielle donne avec une bien plus grande précision.

Le *déplacement latéral* par une lame diélectrique à faces parallèles est constaté.

La *concentration* des radiations suivant une ligne focale est obtenue avec des *lentilles* plan-cylindriques.

L'*affaiblissement par transmission* à travers une lame de soufre est trouvé égal à 0,85; les formules de Fresnel donnent 0,83 d'après la valeur observée de l'indice de réfraction.

La *polarisation par réfraction* est très nettement constatée : une pile de 7 ou 8 lames de paraffine, entre l'oscillateur et le résonnateur munis de leurs miroirs paraboliques, peut éteindre les vibrations perpendiculaires au plan de réfraction.

Réflexion totale. — L'indice étant supérieur à $\sqrt{2}$ pour le soufre et la paraffine, des prismes rectangles isocèles de ces substances réfléchissent totalement les radiations électro-magnétiques qui tombent normalement à l'une des faces de l'angle droit. Si deux pareils prismes sont rapprochés par leurs faces hypoténuses, la réflexion totale cesse dès qu'ils sont à une distance d'environ une demi-longueur d'onde, comme cela se produit pour la lumière dans des conditions analogues.

La réflexion totale se fait à l'intérieur d'une baguette de paraffine comme celle de la lumière dans une veine liquide.

Une vibration électrique qui tombe, polarisée à 45° du plan d'incidence, sur un *parallélipipède* de soufre, peut, après deux réflexions totales intérieures, sortir polarisée circulairement (expérience analogue au *parallélipipède de Fresnel*). On peut avoir le même résultat avec trois réflexions totales dans la paraffine.

(¹) Voir pour les premières expériences à ce sujet: TROUTON, *Nature*, t. XXXIX, n° 1008, p. 393, et KLEMENCIC, *Wiener Berichte*, janvier 1891, p. 109.

M. Righi remarque qu'un rayon de force électrique polarisé circu lairement est un champ tournant qui se propage dans la direction de son axe ; mais il n'a pu obtenir sur un pareil rayon les effets ordinaires des champs tournants.

Réflexion métallique. — On étudie comme pour les diélectriques l'intensité de la réflexion, et la rotation du plan de polarisation.

On peut avoir une vibration circulaire sous une incidence voisine de l'incidence principale qui est de 81° pour le cuivre (il est pour la lumière de 71° pour le rouge, et 67° pour le violet, d'après Jamin). Le parallélipipède de soufre à deux réflexions totales permet de rétablir la polarisation rectiligne.

Les *propriétés du bois* [1] sont analogues à celles d'un réseau de fils, représentés ici par les fibres du bois. Une vibration incidente devient elliptique par transmission, si elle n'est pas parallèle ou perpendiculaire aux fibres. Si l'épaisseur est assez grande, la vibration parallèle aux fibres est absorbée, et le phénomène est comparable à celui que présente une tourmaline.

Le mémoire se termine par l'étude *des ondes secondaires émises par les résonnateurs* en activité et *des actions mutuelles* qui s'ensuivent *entre deux résonnateurs voisins.*

Les phénomènes présentés par le bois mis à part, il manque, dans ce bel ensemble d'expériences, la réalisation des phénomènes de double réfraction rectiligne ou circulaire. Mais, pour les phénomènes qui ne sont pas liés aussi intimement à la structure moléculaire et même pour la réflexion métallique, les vibrations électriques présentent les propriétés que l'on peut s'attendre à trouver à des vibrations lumineuses de longueurs d'onde égales à 5.000 fois au moins celles de la lumière verte. C'est la première fois que la plupart des propriétés de la lumière, connues depuis Fresnel, sont étendues systématiquement aux vibrations électriques découvertes par Hertz [2].

G. SAGNAC.

---

(1) M. Mack a, de son côté, mis en évidence certaines des propriétés du bois étudiées antérieurement par M. Righi. Voir à ce sujet : Mack (*Wiedemann's Annalen*, t. LIV, p. 342-351, 1895. *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 567, 1895), et la réclamation de priorité de M. Righi (*Wiedemann's Annalen*, t. LV, p. 380 ; 1895).

(2) M. Lebeden a ultérieurement expérimenté avec des longueurs d'onde de 6 millimètres seulement; il a pu constater la double réfraction du soutre et polariser les vibrations électriques avec des nicols de soufre (*Wiedemann's Annalen*, t. LVI, p. 1 ; 1895. *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 568 ; 1895).

D. NEGREANU. — Quelques observations sur la machine électrostatique Wimshurst. *Buletinul Societatii de Sciinte fisice diu Bucuresci*, t. V, p. 250, 1896.

L'auteur a étudié systématiquement le rôle des divers conducteurs et collecteurs de la machine, en observant celle-ci dans une demi-obscurité.

Il établit que :

1° Quand les conducteurs diamétraux sont réduits à deux demi-conducteurs et qu'on supprime les peignes métalliques, la machine présente sur ses disques des régions alternativement positives et négatives : elle ne se charge pas; si l'on introduit alors les peignes collecteurs, qui ont ainsi pour rôle de maintenir électrisées les régions des disques dans un sens déterminé (il faut avoir soin que les deux demi-conducteurs diamétraux qui restent soient tous deux au-dessus ou tous deux au-dessous des peignes), la machine fonctionne comme si elle avait les conducteurs diamétraux complets, en prenant toutefois une charge moindre ; 2° Avec ses conducteurs diamétraux complets, la machine fonctionne, que l'on maintienne ou que l'on supprime les peignes; 3° En adjoignant à la machine deux peignes collecteurs verticaux, l'auteur en fait une machine se chargeant dans quelque sens qu'on la fasse tourner.

B. Brunhes.

W.-J. HUMPHREYS et J.-F. MOHLER. — Effect of pressure on the wave-lenghts of lines in the arc-spectra of certain elements (Effet de la pression sur les longueurs d'onde des lignes de certains éléments dans le spectre de l'arc). *The Astrophysical Journal*, t.III, p. 114; 1896.

J.-F. MOHLER. — The effect of pressure on wave-lenght (Effet de la pression sur la longueur d'onde). *Ibid.*, t. IV, p. 175 ; 1896.

W.-J. HUMPHREYS. — A further study on the effect of pressure on the wave lenghts of lines in the arc spectra of certain elements (Nouvelle étude de l'effet de la pression sur la longueur d'onde dans le spectre de l'arc de certains éléments). *Ibid.*, IV, p. 249 ; 1896.

Ces travaux, effectués au laboratoire de physique de l'Université de John Hopkins, sous la direction de MM. Rowland et Ames, ont établi l'existence de déplacements très petits des raies spectrales de l'arc électrique, quand on fait varier la pression dans l'espace où l'arc se produit. Dans le premier mémoire, MM. Humphreys et Mohler étudient les déplacements correspondant à 23 corps simples, pour des pressions comprises entre 1 atmosphère et 12 atmosphères, et énoncent

un certain nombre de règles empiriques relatives à ces déplacements. Dans le second mémoire, M. Mohler étend les résultats au cas de pressions comprises entre 2 centimètres de mercure et 1 atmosphère. Enfin, dans le dernier, M. Humphreys porte au nombre total de 46 les corps simples étudiés.

L'ordre de grandeur des déplacements dont il s'agit est de 2 à 10 millièmes d'une unité d'Ångstrom par atmosphère. Quand on augmente la pression, le déplacement a lieu vers le rouge ; il a lieu vers le violet quand la pression diminue ; pour un même élément il est proportionnel à la pression et à la longueur d'onde de la radiation considérée ; pour divers éléments, il paraît proportionnel au produit du coefficient de dilatation linéaire de l'élément, considéré à l'état solide, et à la racine cubique du volume atomique ; ou encore, il paraît en raison inverse de la température absolue de fusion. Dans un certain nombre de cas, pour la moitié droite ou gauche d'un même groupe de Mendeleeff, les déplacements sont proportionnels aux racines cubiques du poids atomique.

Il va sans dire que ces relations, relatives à un phénomène qui est presque à la limite des quantités mesurables, ne peuvent être considérées que comme de simples indications. Elles comportent des exceptions assez nombreuses.

Ainsi les raies du carbone, à l'exception d'une, ne présentent aucun déplacement mesurable, et on peut dire que tous les éléments du premier groupe de Mendeleef doivent être mis en dehors des relations où interviennent le poids ou le volume atomiques. Le néodidyme et l'uranium font aussi exception.

Les lignes du calcium, du strontium et du baryum doivent être divisées en deux groupes, pour l'un desquels le déplacement est moitié moindre que pour l'autre. L'yttrium, l'osmium, le platine, le thallium donnent des déplacements égaux à la moitié seulement des déplacement calculés : toutes leurs raies se comportent comme les raies les moins déplaçables du calcium (H et K). Les auteurs supposent que la molécule de chacun de ces corps pourrait être dissociée, à la température de l'arc électrique, en 8 molécules indépendantes, ce qui ferait rentrer ces corps dans les lois énoncées ci-dessus.

E. Bouty.

L.-E. JEWELL. — The coincidence of solar and metallic lines, a study of the appearance of lines in the spectra of the electric arc and the sun (Coïncidence des raies solaires et métalliques; étude comparée de l'apparence des raies dans le spectre de l'arc et dans le spectre solaire). *The Astrophysical Journal*, t. III, p. 90-113; 1896.

De cette étude très détaillée, il résulte que l'apparence d'une même raie se modifie avec les conditions de pression ([1]) et aussi de quantités de matière présentes dans les diverses régions de l'arc électrique. A une raie d'émission provenant des parties centrales de l'arc se superpose parfois une raie d'absorption produite par les parties externes, et comme les températures et les quantités de matière présentes sont différentes dans les diverses régions de l'arc, la raie d'absorption, en général plus fine que la raie d'émission, peut ne pas être disposée symétriquement : il peut même se produire dans une même raie plusieurs maximum d'intensité dyssimétriques, comme on l'observe, par exemple, avec la raie 5183, 192, du magnésium.

D'après l'auteur, la complication d'aspect de certaines raies du spectre solaire provient de la même cause : on observe les effets complexes et superposés d'émissions et d'absorptions exercées depuis les espaces profondes de la photosphère jusqu'à la couronne, dans des espaces où une même vapeur existe à des températures, sous des pressions et à des densités très différentes, et où elle peut être animée de vitesses relatives plus ou moins grandes. Il en résulte que l'aspect général d'une raie peut être légèrement différent d'une région du soleil à un autre, ou, en un même point de l'astre, d'un jour à l'autre. Une étude du genre de celle à laquelle s'est livré M. Jewell est donc de nature à ébranler quelque peu la confiance des physiciens dans l'invariabilité absolue des raies solaires, considérées comme étalons.

Nous ne pouvons que renvoyer le lecteur au mémoire original pour les innombrables particularités signalées par M. Jewell.

E. Bouty.

L.-E. JEWELL, J.-F. MOHLER et W.-J. HUMPHREYS. — Note on the pressure of the *reversing layer* of the solar atmosphère (Note sur la pression de la *couche de renversement* de l'atmosphère solaire). *The Astrophysical Journal*, t. III, p. 138; 1896.

Si l'on admet : 1° que l'atmosphère solaire est à peu près en repos ; 2° que les déplacements des raies solaires par rapport aux

([1]) Voir ci-dessus, p. 82.

raies correspondantes de l'arc à la pression atmosphérique, et les déplacements des raies de l'arc pour des pressions différentes [1] sont tous dus à la pression seule, on peut calculer la valeur de la pression moyenne dans la couche où se produit le renversement de chaque raie. On trouve ainsi des nombres compris entre 2 atmosphères (aluminium) et 7 amosphères (fer, nickel, cuivre). Ces nombres sont, en général, d'autant plus grands que le poids atomique de la substance à laquelle est due la raie, est lui-même plus élevé. Les limites supérieures des couches absorbantes des diverses vapeurs métalliques seraient donc d'autant plus profondément situées dans l'atmosphère solaire que le poids atomique de ces vapeurs est plus grand.

E. Bouty.

A.-W. ROBERTS. — Notes on a method of determining the value of the light ratio (Notes sur une méthode de détermination du rapport des intensités lumineuses de deux étoiles de grandeurs consécutives). *The Astrophysical Journal*, t. IV, p. 265 ; 1896.

L'application de la photométrie à la lumière des étoiles a prouvé que les intensités lumineuses de deux étoiles dites de *grandeurs consécutives* sont dans un rapport K sensiblement constant; cela posé, on définit aujourd'hui la grandeur des étoiles faibles par un nombre n, en général fractionnaire, et tel que si p est la *grandeur* assignée à l'étoile de comparaison d'intensité L_p, on ait :

$$L_p K^{-(n-p)} = L_n. \qquad (1)$$

Pratiquement, on détermine $n - p$ soit par des mesures photométriques, soit simplement par une série de comparaisons faites par l'œil sans le secours d'instruments de mesure.

Pour déterminer le rapport K (*light ratio*), on pourra se passer du photomètre en opérant de la manière suivante: A l'aide d'un miroir, on amène l'image d'une étoile A, dans le champ d'un télescope dirigé sur une région du ciel, telle que l'on ait dans le champ une série d'étoiles connues de grandeurs convenables. Après avoir déterminé, par des comparaisons, la grandeur n de l'étoile A, on superpose l'image de cette étoile à l'une des étoiles connues B, de grandeur p, et l'on détermine, aussi par une série de comparaisons, la grandeur q

[1] Voir ci-dessus, p.. 84.

de l'étoile complexe ainsi formée. On a :

$$L_n + L_p = L_q \tag{2}$$

ou en remplaçant L_n, L_q, en fonction de L_p d'après des équations analogues à l'équation (1)

$$K^{-(n-p)} + 1 = K^{-(q-p)}. \tag{3}$$

De cette équation (3) on tirera la valeur de K.

Les superpositions d'étoiles auxquelles M. Roberts propose d'avoir recours se trouvent naturellement réalisées par les étoiles doubles du type d'Algol. Les résultats déjà connus sur la variation de ces étoiles permettent, tout au moins, d'obtenir quelques renseignements sur la valeur de K. Ainsi, l'étoile S de la constellation australe des Voiles présente une période stationnaire de six heures et demie environ, pendant laquelle l'étoile est de la grandeur 9,25, et on voit seulement le plus grand et le moins éclatant des deux astres jumeaux. La grandeur normale de l'étoile S est 7,85 et correspond à l'effet réuni des deux étoiles ; il y a d'ailleurs un minimum secondaire quand la petite étoile, passant devant la grande, supprime la radiation d'une portion de cette dernière, qui n'est pas très bien connue, mais qu'on peut, d'après M. Roberts, évaluer à $\frac{18}{106}$. Ce minimum correspond à une grandeur 7,90.

A l'aide de ces données, on trouve $K = 2,57$; mais cette valeur serait fortement modifiée par une erreur, même de 0,01, sur la grandeur du minimum secondaire.

On peut utiliser les observations de diverses autres étoiles doubles, en supposant les éclipses centrales et les deux astres de même dimension. M. Roberts trouve ainsi :

Z Hercule	$K = 2,51$
β Lyre	$K = 2,62$
R. S. Sagittaire	$K = 3,24$
X. Carène	$K = 2,57$

De ces valeurs on peut déduire une limite supérieure de K. D'après M. Roberts, cette constante ne peut être ni plus grande que 2,7 ou 2,8, ni inférieure à 2.

E. Bouty.

E.-B. FROST. — On the level of Sun-spots (Sur le niveau des taches solaires). *The Astrophysical Journal*, t. IV, p. 196; 1896.

Ce mémoire, lu au meeting de l'Association américaine pour l'avancement de la Science (août 1896), a pour objet de fixer l'état actuel de nos connaissances sur le niveau des taches solaires par rapport à la photosphère. On admet habituellement, d'après la vieille théorie de Wilson, de Glasgow, que les taches sont des dépressions dans la photosphère. A un Congrès antérieur de l'Association américaine (1892), l'auteur a émis l'avis que les taches se trouvent, au contraire, à un niveau plus élevé que la photosphère. Pour discuter cette opinion, on peut examiner les arguments fournis : 1° par l'observation directe; 2° par les mesures de la rotation solaire; 3° par l'étude de l'absorption thermique ; 4° par les observations spectroscopiques.

1° Tandis que les photographies de taches solaires, faites il y a une trentaine d'années par de la Rue, Lœwy, Stewart, et les mesures du P. Secchi avaient paru favorables à la théorie de Wilson, les travaux les plus récents semblent conduire à une conclusion opposée. L'auteur cite notamment les observations de Howlett [1], présentées au meeting de la Société royale d'astronomie en 1894, et celles de M. Sidgreaves [2], de Stonyhurst, pour prouver que les arguments tirés de l'observation directe laissent tout au moins la question indécise;

2° L'auteur s'appuie sur des résultats récents de M. Stratonoff [3] et de M. Wolfer [4] de Zurich, combinés avec les recherches classiques de MM. Dunér [5] et Spoerer. M. Dunér a déduit la vitesse de rotation de la *surface* de la photosphère, de l'observation du déplacement de raies du fer sur les bords opposés de l'équateur du limbe solaire. MM. Stratonoff et Wolfer ont déduit la vitesse de rotation de l'observation des facules, et montré que celles-ci présentent une accélération équatoriale, comme les taches, et que la vitesse de rotation observée croît de la *surface* aux taches, et des taches aux facules : le niveau des taches serait donc intermédiaire aux niveaux de la surface

---

(1) *Monthly Notices*, LV, 73-76; 1894.
(2) *Monthly Notices*, LV, 283-287; 1895.
(3) *Astronomische Nachrichten*, CXL, p. 113-119; 1896.
(4) Zur Bestimmung der Rotationszeit der Sonne, *Vierteljahrschrift der Naturf. Ges. in Zürich*, XLI, 1896.
(5) *Sur la rotation du Soleil*. Upsal, 1891.

et des facules, et l'on a toujours admis que les dernières sont au-dessus de la surface photosphérique ;

3° M. Frost insiste surtout sur le résultat des mesures relatives à l'absorption thermique. Les mesures de M. Langley, de l'auteur et de M. W.-E. Wilson ont fourni des tables précises (1), donnant le décroissement de l'intensité de la radiation thermique de la photosphère à diverses distances du centre du disque solaire. Les mêmes observateurs ont mesuré l'intensité relative de la radiation des taches comparée à celle d'égales surfaces prises sur les régions adjacentes de la photosphère, et trouvé que cette intensité relative, en général plus petite que 1, croit à mesure que les taches se rapprochent du bord du limbe ; parfois même l'intensité relative près des bords s'est trouvée supérieure à l'unité. On doit logiquement en conclure que l'absorption de l'atmosphère solaire s'exerce moins sur la radiation des taches que sur celle de la photosphère, et, par suite, d'après l'auteur, que les taches sont à un niveau plus élevé ;

4° Les observations spectroscopiques n'ont pas encore été poussées assez loin pour fournir d'arguments décisifs. L'hypothèse d'après laquelle les taches seraient à un niveau supérieur à celui de la masse de la photosphère est d'ailleurs, d'après l'auteur, parfaitement compatible avec les théories du P. Secchi, de M. Faye et d'Oppolzer. L'ensemble des faits discutés dans le mémoire est peut-être insuffisant pour condamner définitivement la doctrine de Wilson, mais il est de nature à solliciter vivement l'attention des nombreux observateurs qui consacrent leurs efforts à fixer la constitution de la surface solaire.

E. Bouty.

J. FÉNYI. — A new point of view for regarding solar phenomena, and a new explanation of the appearances on the surface of the sun (Nouveau point de vue relatif aux phénomènes solaires ; explication nouvelle des apparences observées à la surface du soleil). *The Astrophysical Journal*, t. IV, p. 18 ; 1896.

Considérons, avec l'auteur, un globe d'hydrogène à 10.000°, d'un rayon égal à celui de la terre et qui se trouverait soudainement transporté dans l'espace libre de matière. Vu à la la distance du soleil le globe sous-tendrait, avant son expansion, un angle de 16″ et aurait les dimensions d'une petite protubérance. Son expansion, d'ailleurs, ne serait pas instantanée : la diffusion dans le vide de la couche la plus

(1) Publiés dans la nouvelle édition (1895) de l'ouvrage d'Young : *le Soleil*.

extérieure du globe ne pourrait, d'après l'auteur, s'effectuer avec une vitesse de plus de 9.250 mètres par seconde : la perturbation d'équilibre résultante se propagerait de la surface au centre de la sphère avec une vitesse au plus égale à 6.500 mètres, c'est-à-dire à la vitesse du son dans l'hydrogène à 10000°. Le globe mettrait donc $14^m 41^s$ à disparaître : au bout de $7^m 20^s$, la perturbation n'aurait atteint que le milieu du rayon, et le globe central, de rayon égal à la moitié de celui de la terre, brillerait encore du même éclat qu'au début.

Une protubérance solaire est formée d'une masse d'hydrogène lancée avec une vitesse de translation énorme, si on compare cette vitesse à la vitesse de dissipation de la protubérance dans le vide. Pour expliquer la dissipation relativement lente des protubérances solaires, il n'est donc pas indispensable de supposer qu'une atmosphère de densité sensible les environne jusqu'à leur sommet. D'après M. Fényi, l'atmosphère solaire proprement dite est, au contraire, d'épaisseur très faible par rapport à la hauteur maximum des protubérances.

Les masses d'hydrogène ainsi lancées bien au-delà de l'atmosphère solaire se détendraient donc *dans le vide*, et formeraient dès lors des amas de matière cosmique qui, en vertu de l'attraction solaire, seraient ensuite ramenés à la surface avec une vitesse de chute égale à leur vitesse d'éruption initiale. Leur collision avec les éléments de l'atmosphère solaire serait accompagnée d'un vif dégagement de chaleur, analogue à celui qui signale la pénétration des météorites dans les régions supérieures de l'atmosphère terrestre : les points de la photosphère frappés auraient donc un éclat supérieur à celui des régions tranquilles avoisinantes. Telle serait l'origine des facules.

A l'appui de sa théorie, l'auteur cite de nombreuses particularités qu'il a eu l'occasion d'observer dans une étude longtemps poursuivie des protubérances solaires. Nous renverrons au mémoire original le lecteur désireux d'approfondir davantage les développements que M. Fényi donne à son ingénieuse hypothèse. E. Bouty.

E.-J. **WILCZYNSKI**. — Outlines of a theory of spiral and planetary nebulæ (Esquisse d'une théorie des nébuleuses en spirale et planétaires). *The Astrophysical Journal*, t. IV, p. 97 ; 1896.

Nous nous bornerons à indiquer l'idée assez curieuse de l'auteur relativement aux nébuleuses en spirale.

Imaginons que le centre d'un essaim nébuleux décrit un cercle

autour du soleil et que chaque élément de l'essaim décrit aussi un cercle. Les particules qui décrivent un même cercle conserveront leurs positions relatives; mais, d'après la loi de Képler, les particules qui décrivent le cercle le plus grand doivent prendre un retard par rapport à celles qui décrivent le cercle le plus petit, et, ainsi, des éléments qui se trouvaient primitivement en ligne droite se trouveront, au bout d'un nombre de révolutions suffisant, sur une spirale dont le nombre de circonvolutions sera d'autant plus grand que le temps écoulé depuis l'origine de la dissolution de la nébuleuse sera lui-même plus considérable.

On peut appliquer cette idée à une masse nébuleuse indépendante de notre système solaire. Si un centre d'attraction se constitue au sein d'une masse nébuleuse irrégulière, les autres portions de la nébuleuse, traînées ou masses irrégulières, soumises à la gravitation, prendront avec le temps une disposition en spirale : il n'y aura d'exception que pour les masses assez importantes pour résister à l'action dissolvante du centre attractif principal. La forme de la nébuleuse fournirait ainsi un renseignement sur le temps écoulé depuis l'époque où l'action dissolvante du centre a commencé à s'exercer.

E. Bouty.

R.-A. FESSENDEN. — Outline of an electrical theory of comets' tails (Esquisse d'une théorie électrique des queues de comètes). *The Astrophysical Journal*, t. III, p. 36; 1896.

D'après M. J.-J. Thomson (1), le carbone et l'hydrogène donnent des spectres différents suivant qu'ils sont électrisés positivement ou négativement, et le spectre de l'hydrogène de la chromosphère solaire indiquerait une charge négative du soleil.

Nous savons, d'autre part, qu'un corps neutre frappé par des radiations ultra-violettes émet des particules chargées négativement et reste chargé d'électricité positive. M. Fessenden suppose que la queue des comètes consiste en particules électrisées négativement, émises par le noyau sous l'action de la radiation solaire, et il est à remarquer qu'en effet la queue des comètes fournit le spectre de carbone des flammes qui, d'après Thomson, convient au carbone électrisé négativement.

(1) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 566; 1896.

La forme de la queue d'une comète serait déterminée par quatre espèces de forces : 1° la gravitation, agissant dans la direction du soleil; 2° la répulsion électrostatique de la charge négative du soleil et de la charge négative de la queue de la comète; 3° l'attraction électrostatique du noyau de la comète sur la queue, ces deux dernières forces agissant en sens contraire de la gravitation; 4° enfin, les répulsions électrostatiques entre les particules de la queue. L'action de l'ensemble de ces forces explique qualitativement l'ensemble des formes que prennent les queues des comètes à diverses distances du soleil.

En ce qui concerne la grandeur des forces mises en jeu, si la queue d'une comète est constituée par du carbone, la charge de 1 gramme de particules ionisées, expulsées du noyau par la radiation solaire, doit être de 8000 coulombs, et M. Fessenden estime qu'un potentiel négatif solaire de 50 unités électrostatiques (15000 volts) serait suffisant pour rendre compte des faits observés. En effet, à une distance du soleil égale au rayon de l'orbite terrestre, la force répulsive électrostatique serait alors égale à une fois et demie la force de gravitation, et c'est précisément la grandeur moyenne assignée, dans ce cas, par Bredichin, à la force antagoniste de l'attraction solaire.

E. Bouty.

IL NUOVO CIMENTO

4e série, t. I et II ; 1895.

M. ASCOLI. — Sur la distribution du magnétisme induit. T. I, p. 5, 108, 279.

Si l'on prend un cylindre creux de fer, qu'on en mesure le moment et le flux magnétique, puis qu'on remplisse la cavité de fer et qu'on répète la mesure sur le cylindre plein, les deux résultats sont presque identiques : il semblerait que l'aimantation se trouve concentrée dans une petite couche superficielle.

Ce fait avait été remarqué par Faraday et a été successivement étudié par M. Grotrian et M. Zeitzlisch.

Dans une série d'études qui ont donné lieu à une polémique avec M. Grotrian, l'auteur a montré que la distribution superficielle n'est pas réelle, mais apparente, et peut s'expliquer par la réaction du

magnétisme libre induit sur le champ inducteur. La réaction augmente avec la section métallique du corps et peut réduire la force magnétisante résultante, de manière à compenser à peu près l'augmentation qui serait due à l'accroissement de la masse métallique.

La démonstration de l'auteur a été faite en étudiant la distribution du magnétisme sur des ellipsoïdes et sur des cylindres vides et pleins de différentes épaisseurs.

Dans une autre série d'expériences, l'auteur a étudié la distribution sur un cylindre formé de plusieurs couches de fils de fer entre lesquelles on avait placé, au milieu du cylindre, six petites bobines. Ces bobines, qui servaient à mesurer le flux d'induction par la méthode balistique, étaient formées chacune d'une seule couche d'un fil très fin de cuivre. En coupant les extrémités des fils de fer, on pouvait réduire la longueur du cylindre. De ces expériences l'auteur déduit que la distribution est sensiblement uniforme pour les plus grandes longueurs, mais que l'intensité du magnétisme augmente du centre à la périphérie d'une manière d'autant plus marquée que le cylindre est plus court.

A. CAMPETTI. — Sur la vitesse des ions. T. 1, p. 73.

Dans cette note, l'auteur fait des observations se rattachant à ses précédents travaux [1] et occasionnées par les travaux de M. Volmer et M. Kawalki [2].

A. BARTOLI, STRACCIATI et G. RAFFO — Mesures pyrhéliométriques exécutées pendant l'éclipse solaire du 16 avril 1893. I, p. 76.

M. Bartoli, le savant physicien dont nous regrettons vivement la mort prématurée, a fait ces recherches avec son pyrhéliomètre de précision et les actinomètres d'Arago et de Violle, préalablement étudiés avec soin.

Les observations ont été exécutées à Pavie et à Catane ; mais, dans la première station, elles ont été entravées par le ciel nuageux. M. Venturi calcula pour les auteurs tous les éléments de l'éclipse et, en particulier, le rapport σ entre l'aire de la partie éclipsée du disque solaire et l'aire totale du disque correspondant aux diverses hauteurs du soleil pendant l'éclipse.

---

(1) *Journal de Phys.*, 3e série, t. V, p. 42 et 43 ; 1896.
(2) *Journal de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 432 ; 1895.

Des observations des auteurs on déduit que, avant le commencement de l'éclipse, il n'y eut aucune diminution de radiation, ce qui prouve que l'irradiation de la portion de l'espace qui environne le soleil est inappréciable.

Pendant l'éclipse, la quantité de radiations ne reste pas proportionnelle à la portion découverte du disque solaire, ce qui démontrerait que la plus grande irradiation serait exercée par les parties du disque solaire voisines des bords.

Ce dernier résultat serait de haute importance ; mais, d'après les auteurs, il a besoin d'être confirmé, la variation de transparence thermique de l'atmosphère ayant pu affecter les mesures, quoique les observateurs aient pu constater que le soleil resta à Catane parfaitement serein pour toute la journée de l'éclipse.

M. CANTONE. — Sur le frottement intérieur des métaux. T. I. p. 165, 205,

Dans des travaux précédents, dont plusieurs ont été résumés dans ce journal (1); l'auteur a étudié la flexion du laiton ; dans ces recherches il a étudié la torsion de plusieurs métaux. L'appareil très simple était composé d'une double poulie reliée à l'extrémité inférieure du fil à essayer. Deux fils enroulés en sens contraire sur la poulie permettaient de tordre le fil dans les deux sens. Un miroir attaché au fil servait à la mesure des angles de torsion.

Les phénomènes d'hystérésis élastique observés dans la flexion du laiton se vérifient de même dans la torsion des fils de cobalt, nickel, fer, aluminium, cuivre, platine, argent. On constata la possibilité d'éliminer les déformations permanentes, et le phénomène d'accommodation.

L'auteur a recherché si l'hystérésis élastique suffit à expliquer le frottement intérieur ; l'auteur a été conduit à cette idée par le raisonnement qui suit : Il est facile de démontrer que d'un côté l'aire des cycles représente l'énergie transformée en chaleur pendant la déformation ; d'un autre côté, si l'nn tord le fil au moyen d'une force de torsion de moment $+M_1$, et si l'on supprime brusquement l'action de la force, le fil perdra d'abord la torsion α, et gagnera ensuite une torsion contraire un peu plus petite en valeur absolue, à cause du frottement intérieur. Si l'on indique par $\Delta\alpha_1$ la diminution d'amplitude, l'énergie transformée en chaleur pendant l'oscillation sera $L_1 = M_1 \Delta\alpha_1$; si,

(1) *Journal de Phys.*, 3e série, t. V, p. 42 ; 1896.

d'après les idées de l'auteur, le frottement dépend de l'hystérésis, l'aire du cycle d'hystérésis, qui est donnée par $L = \int M d\alpha$, dans laquelle M représente la force correspondant à l'angle α de torsion, sera égale à L_1.

Pour vérifier cette égalité, l'auteur mesure ces deux quantités en valeur absolue, en calculant l'intégrale au moyen de la formule de Simpson.

L'auteur donne de nombreuses vérifications expérimentales qui sont satisfaisantes pour l'argent et le cuivre, un peu moins pour les autres métaux. L'auteur explique les divergences dans ces derniers par l'accommodation du métal.

Comme conclusion de son intéressant travail, l'auteur croit que l'on doit rejeter sans hésitation l'ancienne théorie du frottement, les phénomènes d'hystérésis élastique suffisant à rendre compte de l'amortissement des oscillations, sans recourir à l'hypothèse généralement admise, qui fait dépendre ce phénomène d'une action qui se manifeste seulement lorsque les molécules du corps sont en mouvement [1].

P. PETTINELLI. — Sur la température minimum de luminosité. T. I, p. 183.

D'après un certain nombre d'observations de l'auteur, la température minimum à laquelle un corps est aperçu lumineux décroît à mesure que l'on fait croître la surface éclairante observée à une distance fixe de 60 centimètres entre l'œil et la surface, jusqu'à une limite d'environ 150 centimètres carrés.

Dans ces conditions, la température minimum de luminosité peut se retenir égale à 404°.

A. BATTELLI. — Sur les propriétés thermiques des vapeurs, 5e et 6e parties. T. I, p. 230; t. II, p. 97.

Dans ces parties de son long travail, l'auteur a étudié la vapeur d'alcool éthylique relativement à la loi de Boyle et de Gay-Lussac.

---

(1) On rapprochera ces conclusions de celles que développe M. P. Duhem dans ses plus récents mémoires, et particulièrement dans son mémoire: *Sur les déformations permanentes et l'hystérésis* (Bruxelles, 1896). — B. B.

Voici quelques-unes des conclusions auxquelles il arrive:

La tension de la vapeur d'alcool dans le premier moment de la condensation à des températures supérieures à 50° C. est un peu plus petite que la tension maximum de la même vapeur. Les rapports entre les deux tensions tendent à diminuer à mesure que la température croît. Les tensions maximum de la vapeur d'alcool sont bien représentées par la formule de Biot de 16° à + 240° C. Les valeurs des produits *pr* à l'état de saturation croissent d'abord jusqu'à 140° C. et vont ensuite toujours en diminuant.

Les coefficients de dilatation de la vapeur d'alcool sous pression constante croissent avec la diminution de la température, d'autant plus rapidement que la vapeur s'approche de la saturation. Les coefficients d'accroissement de volume pour un volume donné vont en diminuant lorsque la température croît. A mesure que les volumes deviennent plus petits, les valeurs absolues de ces coefficients deviennent plus grandes et leurs variations plus rapides.

La formule de Clausius représente bien les résultats des expériences sur l'alcool, lorsqu'on lui donne la forme suivante, établie par l'auteur :

$$p = \frac{RT}{v - \alpha} - \frac{mT^{-\mu} - nT^{\nu}}{(v + \beta)^2}.$$

L'auteur a ensuite déterminé la densité de l'éther, du sulfure de carbone et de l'alcool liquides sous la pression de leur vapeur saturée, par deux méthodes expérimentales, et il donne les résultats numériques de ses déterminations.

A. RIGHI. — Sur la double réfraction des rayons électriques. T. I, p. 261.

Réclamation de priorité contre un mémoire de M. K. Mach [1].

A. BARTOLI et E. STRACCIATI. — Nouvelles mesures de la chaleur spécifique du mercure entre 0° et 30°. T. I, p. 291.

A. BARTOLI. — Sur l'emploi de la méthode de refroidissement dans la mesure de la quantité de chaleur. T. II, p. 135.

Dans le premier de ces travaux, les auteurs ont déterminé avec une grande précision la chaleur spécifique du mercure avec les mêmes soins employés lors de la détermination de la chaleur spécifique de

(1) *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 342 ; 1895.

l'eau [1]. Ils procédaient par la méthode des mélanges en faisant tomber dans un calorimètre plein de mercure des sphères de platine chauffées à 100°.

Si l'on prend pour unité de chaleur la chaleur spécifique vraie de l'eau à + 15°, les chaleurs spécifiques vraies C_T du mercure aux températures T sont représentées par le tableau suivant:

T	C_T	T	C_T	T	C_T	T	C_T
0°	0,033.583	8°	0,033.573	16°	0,033.527	24°	0,033.447
1	583	9	569	17	520	25	432
2	583	10	563	18	512	26	417
3	581	11	557	19	497	27	402
4	580	12	551	20	493	28	388
5	579	13	546	21	483	29	367
6	578	14	540	22	472	30	348
7	576	15	533	23	462	31	331

Ces valeurs se peuvent représenter avec une approximation satisfaisante par les deux formules :

(A) $C_T = 0{,}033583 - 0{,}000000333\,T - 0{,}000000125\,T^2 - 0{,}0000000004165\,T^3$
(B) $C_T = 0{,}033583 + 0{,}00000117\,T - 0{,}0000003\,T^2$.

Les résultats des auteurs sont très bien d'accord avec les valeurs données par M. Naccari et M. Winkelmann dans leurs recherches classiques, si on les réduit aux mêmes unités. Préoccupé de ce que Regnault, dans ses recherches par la méthode du refroidissement, avait trouvé que la chaleur spécifique du mercure croît avec la température, l'auteur a repris ses mesures par la méthode du refroidissement. Il obtint des valeurs d'accord avec ses précédentes expériences quand il agitait le mercure dans le flacon de fer dans lequel il se refroidissait, tandis qu'en supprimant l'agitation, les résultats se rapprochaient beaucoup des données de Regnault. La divergence est donc aisément expliquée.

S. LUSSANA. — Sur la chaleur spécifique des gaz. T. I, p. 329.

En perfectionnant l'appareil que nous avons déjà décrit [2], l'auteur a pu atteindre la température de 200° environ et la pression de 100 atmosphères environ.

Dans cette première partie du travail, les expériences sont limitées à l'air atmosphérique. L'auteur est conduit à conclure que l'ac-

---

(1) *Journal de Phys.*, 3e série, t. II, p. 582; 1893.
(2) *Journal de Phys.*, 3e série, t. V, p. 45; 1895.

croissement de la chaleur spécifique C de l'air à pression constante entre 30° et 170° croît avec la pression d'après la formule suivante:

$$C_p = 0,23854 + 0,0016544\,(p - 1) - 0,00000058808\,(p - 1)^2.$$

La même chaleur croît aussi avec la température.

A. BARTOLI et E. STRACCIATI. — Sur des mesures de chaleur solaire faites en 1894 sur les Alpes et comparaison avec les mesures exécutées sur le mont Etna. T. II, p. 5.

C'est la continuation des recherches de l'auteur, dont nous avons parlé plusieurs fois dans ces analyses. Elles ont confirmé le fait que les radiations solaires dépendent de la tension maximum de la vapeur d'eau et non de l'état hygrométrique ; elles ont confirmé aussi l'influence de la coloration du ciel, l'identité de transmission des radiations dans des circonstances identiques et à la même hauteur dans l'atmosphère, au mont Stelvio et au mont Etna, etc. Pour plus de détails, nous devons renvoyer au mémoire original.

A. ZAMBONI. — Amalgame de fer. T. II, p. 26.

L'auteur décrit la manière de préparer l'amalgame de fer par voie électrolytique et ses propriétés.

P. PETTINELLI. — Si par l'évaporation de divers liquides conducteurs et très volatils, l'on obtient un développement d'électricité. T. II, p. 36.

Les expériences de l'auteur ont donné des résultats négatifs.

G.-P. GRIMALDI et G. PLATANIA. — Sur la résistance électrique des métaux dans différents diélectriques. 1re partie: Sur la variation de la résistance du cuivre dans le pétrole. T. II, p. 39.

Les résultats de ce travail ont été déjà énoncés [1].

Pour la description des minutieuses précautions prises pour se mettre à l'abri des causes d'erreurs, nous devons renvoyer au mémoire original.

Les résultats de ces mesures ont été, depuis, confirmés dans un travail de M. Sanford.

---

[1] *Journal de Phys.*, 3e série, t. V, p. 44 ; 1896.

P. CARDANI. — Sur les phénomènes thermiques des décharges dans les circuits dérivés et sur la résistance des conducteurs. T. II, pp. 69, 199, 271.

L'auteur a continué les recherches que nous avons précédemment analysées [1], à peu près avec le même appareil; il employait une machine de Voss de grandes dimensions, qui chargeait une batterie de 40 bouteilles cylindriques.

Il est arrivé uax résultats qui suivent:

En substituant dans le circuit dérivé des fils de divers métaux et de différents diamètres, la résistance des fils à la décharge diminue graduellement à mesure que le diamètre du fil est plus grand, mais la loi de variation est totalement différente de la loi de variation qui relie aux diamètres les résistances des fils pour les courants. Pour des diamètres suffisamment grands, les fils de fer et de cuivre se comportent de la même manière; pour des diamètres plus petits le fer présente une résistance moins grande que le cuivre. La résistance des fils métalliques est d'autant plus petite que la capacité du condensateur ou la distance explosive est plus grande. — D'après ces recherches, les quantités de chaleur développées dans les fils formant les deux côtés de la dérivation seraient en raison inverse de leur longueur, de même que la chaleur développée par un courant dans les circuits dérivés.

Les résultats différents annoncés précédemment par l'auteur doivent être attribués à l'influence des conducteurs, qui réunissaient les fils dans les circuits des premières expériences.

En choisissant des fils de plus en plus fins, la résistance reste à peu près constante à partir d'un certain diamètre, et croît très rapidement ensuite.

Le diamètre pour lequel commence l'accroissement rapide de la résistance a la valeur de $0^{cm},012$ pour le cuivre, $0^{cm},022$ pour le laiton, et $0^{cm},030$ pour le cuivre et le platine.

O. DE CANDIA. — Baromètre exempt de corrections de température. T. II, p. 115.

Le baromètre est à siphon ; dans le mercure de la branche ouverte on peut enfoncer un petit cylindre en aluminium, convenablement gradué, et l'on peut ramener le mercure de cette branche toujours au même niveau. La pression se lit sur les graduations du

(1) *Journal de Phys.*, 3e série, t. V, p. 49; 1896.

cylindre. Les indications de l'instrument sont, d'après l'auteur, à peu près indépendantes des corrections de température.

G. PACHER. — Sur la variation du volume du thallium par la fusion, et sur son coefficient de dilatation à l'état liquide. T. II, p. 143.

L'auteur a déterminé la première de ces constantes par la méthode dilatométrique, soit en échauffant le thallium dans un dilatomètre contenant de la paraffine, soit en remplissant entièrement le dilatomètre avec ce corps, par une disposition spéciale qui en évitait l'oxydation.

Le coefficient de dilatation du Thallium liquide a été déterminé seulement avec le deuxième appareil.

Les mesures de M. Pacher sont d'accord avec les déterminations de M. Tœpler et s'éloignent beaucoup des résultats des expériences de M. Omodei.

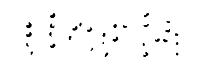
P. PETTINELLI. — Sur les variations de la diathermanéité du mica et du verre avec la température. T. II, p. 156. — Sur la relation entre la transparence de l'argent et la température. T. II, p. 356.

Dans les expériences entreprises avec le mica et le verre les sources de chaleur étaient soit un cube de Leslie, soit un creuset en porcelaine noirci en dehors et rempli de mercure en ébullition. Les radiations émises par ces sources de chaleur tombaient sur une pile thermo-électrique directement ou à travers une lame de mica ou de verre de quelques microns d'épaisseur, que l'on pouvait échauffer à 100°. Des diaphragmes convenablement placés arrêtaient les radiations nuisibles.

Pour expérimenter avec l'argent, une lame très mince de verre argenté était placée devant un thermomètre à bulbe sphérique noirci, que l'on exposait aux radiations solaires dans une espèce de pyrhéliomètre. Le mica montra la même diathermanéité à 26° et à 106°; la transparence de l'argent entre ces températures ne présenta pas de variations supérieures à 1 0/0 ; avec le verre on trouva à 100° une diminution de diathermanéité d'environ 8 0/0.

S. LUSSANA. — Influence de la pression sur la température du maximum de densité de l'eau et des solutions aqueuses. T. II, p. 233.

L'auteur a repris cette question, qui a été traitée par plusieurs physiciens théoriquement et expérimentalement.



Il a employé la méthode de Despretz, en mesurant les températures par des couples thermo-électriques enfermés dans un tube-laboratoire, mis en communication avec la pompe de M. Cailletet. Les expériences ont été poussées jusqu'à la pression de 322 atmosphères, et ont donné pour l'eau un abaissement de la température du maximum de densité proportionnel à la pression, et d'environ 0°,0225 par atmosphère.

Pour les dissolutions de chlorure de sodium, nitrate de potassium et sulfate de cuivre, l'abaissement de la température du maximum est, sauf quelques exceptions, proportionnel à la pression ; le coefficient de proportionnalité est différent pour les diverses dissolutions.

Ces résultats sont, d'après l'auteur, en désaccord avec les idées de M. Tammann sur les dissolutions [1].

S. LUSSANA. — Contribution à l'étude de la résistance électrique des dissolutions, considérée comme fonction de la pression et de la température. T. II, p. 263.

L'auteur a étudié, avec l'appareil mentionné ci-dessus, l'influence de la pression sur la résistance électrique des dissolutions de chlorure de sodium et de nitrate de potassium. Le tube-laboratoire contenait dans ce cas un couple thermo-électrique pour la mesure des températures, et un tube de verre contenant deux fils de platine enroulés en spirale, et qui était plein de la dissolution à étudier. D'après les expériences de l'auteur, l'accroissement de pression, à température constante, fait diminuer considérablement la résistance électrique des dissolutions étudiées. Les expériences ont été poussées jusqu'à 800 atmosphères.

D. MAZZOTTO. — Nouvelle méthode pour la mesure de l'indice de réfraction électrique des solides et des liquides. T. II, p. 296.

L'indice de réfraction des ondes électriques peut être mesuré soit en observant des rayons de force électrique passant à travers un prisme construit avec le corps à étudier, soit en mesurant la diminution que la longueur d'onde subit dans l'intérieur d'une quantité suffisamment grande de ce corps.

La première méthode donne des résultats grossiers; aussi la plu-

(1) *Zeitschrift fü physik. Chemie*, t. II, p. 676; 1893.

part des expérimentateurs ont suivi la deuxième. En mesurant la longueur d'onde par la méthode de M. Lecher [1], les expériences se font aisément dans les liquides au milieu desquels on peut déplacer un pont métallique jusqu'à ce que l'on obtienne les phénomènes de résonnance. Cela n'étant pas possible pour les solides, il faut placer deux ponts fixes, un à l'entrée des fils secondaires dans le diélectrique, et l'autre à leur sortie, et il faut modifier la longueur de l'onde jusqu'à ce que ces deux ponts se trouvent chacun dans un nœud de vibration.

L'auteur a réussi à faire croître d'une manière continue et dans de grandes limites la longueur de l'onde excitatrice, en suspendant aux fils secondaires, avant leur entrée dans le solide, des fils verticaux de longueur convenable. On pouvait ainsi faire coïncider les nœuds avec les deux ponts et de leur distance déduire la longueur de l'onde dans le solide. Un troisième pont placé au delà permet de mesurer la longueur de l'onde dans l'air.

L'auteur a mesuré par cette méthode l'indice de réfraction électrique du pétrole, de l'huile d'olive, de la paraffine solide, de la paraffine liquide à 80°, de la colophane, du soufre solide à 130°, des fleurs de soufre, de différentes espèces de verre et de l'essence de térébenthine.

Les valeurs déterminées par l'auteur sont suffisamment d'accord avec celles qui résultent des expériences de MM. Righi, Waitz et Drude. La valeur donnée par MM. Arons et Rubens pour le verre est considérablement plus grande, mais l'auteur fait remarquer que M. Thomson a déduit des expériences de ces physiciens une valeur se rapprochant beaucoup de la valeur donnée par l'auteur.

A. BARTOLI. — Sur l'emploi de l'aniline dans les mesures calorimétriques. T. II, p. 347.

M. Griffith a recommandé l'aniline comme liquide calorimétrique. D'après l'auteur, l'emploi de ce liquide n'est pas à conseiller à cause de la propriété qu'a l'aniline d'absorber une quantité considérable de vapeur d'eau, qui en fait varier fortement la chaleur spécifique.

---

[1] *Journal de Physique*, 3e série, t. I, p. 86 ; 1892 ; et t. V, 3e série, p. 40 ; 1896.

L. LOMBARDI. — Phénomène de polarisation dans un champ électrostatique uniforme, mesure de différence de potentiel et de constante diélectrique. T. II, p. 360.

MM. Graetz et Fomm ont récemment observé que des disques minces ou de petites verges diélectriques, placées dans un champ électrostatique uniforme, en position dissymétrique relativement à la direction de la force, tendent à diriger, par un mouvement de rotation, leur plus grande dimension dans la direction du champ. L'auteur fait de ce phénomène une étude qui n'est pas susceptible d'être résumée.

G.-P. Grimaldi.

REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS, 1895.

LIPPMANN. — Sur la mesure du temps en astronomie par une méthode indépendante de l'équation personnelle. *C. R.*, t. CXX, p. 404.

La détermination de l'heure du passage d'un astre au méridien est affectée par l'équation personnelle de l'observateur : l'erreur qui en résulte atteint 1/10 de seconde. On peut rendre visible de seconde en seconde les cercles horaires de la voûte céleste; ces cercles, qui sont fixes par rapport aux étoiles, peuvent servir de repères pour la fixation de l'heure. Plusieurs dispositifs peuvent être utilisés :

1° Le premier implique l'usage de la photographie et permet d'obtenir, sur les cartes photographiques du ciel, l'image des cercles horaires de seconde en seconde. Une fente lumineuse très fine est placée en avant d'un balancier, et n'éclaire une lentille collimatrice, placée derrière, que pendant un temps très court, au commencement de chaque seconde, juste au moment où le balancier passe par la verticale. Les rayons parallèles issus du collimateur sont réfléchis par une glace transparente, dans la direction *du méridien du lieu.*

2° Au lieu d'employer la photographie, on peut se contenter de rendre visible, d'une manière permanente, dans le champ d'une lunette, les cercles horaires en même temps que les astres.

Un disque opaque, muni de traits verticaux équidistants, éclairés par une lampe, est placé dans le plan focal d'une lentille collimatrice. Les rayons rendus parallèles sont renvoyés dans l'objectif de

---

(1) *Wied. Ann.*, t. LIII et LIV.

l'instrument d'observation, par une glace transparente à faces parallèles : on voit alors dans le ciel l'image nette de traits verticaux. Le disque opaque se déplace ailleurs horizontalement, sous l'action d'une vis micrométrique, à laquelle un mouvement d'horlogerie imprime une rotation continue d'un tour par seconde. Le reste donne le détail de l'apparcil dont nous indiquons le principe et les procédés de réglage.

G. DEFFORGES. — Mesures de l'intensité de la pesanteur en Russie *C. R.*, t. CXX, p. 909.

Les observations ont été faites en collaboration avec M. T. Wittram dans cinq stations. Elles ont donné les résultats suivants :

		Calculée	Anomalie
Poulkovo........	9,8201	9,8193	+ 8
Tiflis............	9,8032	9,8038	— 6
Ouzoun Ada.....	9,8007	9,8019	— 12
Boukhara.......	9,8020	9,8020	0
Taschkent.......	9,8025	9,8043	— 18

L'anomalie positive de la pesanteur au bord de la mer et l'anomalie négative continentale sont bien nettement mises en évidence : la gravité a dans une même latitude une valeur plus grande sur les bords de la mer qu'à l'intérieur des continents.

L'anomalie positive de Poulkovo est la plus considérable qui ait été constatée jusqu'à ce jour au bord de la mer ; elle est double de celle de la Méditerranée, quadruple de celle de la mer du Nord.

ALBERT COLSON. — Sur la congélation des dissolutions à température constante. *C. R.*, t. CXX, p. 991.

L'auteur s'est proposé de rechercher expérimentalement s'il existe une relation entre le poids moléculaire d'un corps dissous et la pression nécessaire pour ramener le dissolvant à se solidifier à une *température fixe, constante.* Pour cela, un même poids ($2^{gr},5$) de différentes substances était dissous dans 100 grammes de benzine pure et soumis, dans l'appareil à regard de M. Amagat, à l'action d'une pression suffisante pour produire la solidification. Voici les résultats

obtenus :

	Poids moléculaire	Abaissement du point de fusion de la benzine	Pression compensatrice
Acide benzoïque	122	0°,53	98mm
Acide acétique	60	1 ,16	232
Naphtaline	128	1 ,06	219
Paradichlorobenzine	137	0 ,92	180
Paradichlorobenzine (à 5 0/0)	»	1 ,85	410
Métabinitrobenzine (à 3 0/0)	168	0 ,98	225

5 millimètres de pression correspondent sensiblement à une atmosphère. D'après ce tableau, on peutconclure que la pression compensatrice n'est pas en rapport avec le poids moléculaire ; l'abaissement du point de congélation paraît être en relation directe avec la pression compensatrice.

LECOQ DE BOISBAUDRAN. — Volume des sels dans leurs solutions aqueuses. *C. R.*, t. CXX, p. 1190.

STÉPHANE DE LANNOY. — Sur la dilatation de l'eau. *C. R.*, t. CXX, p. 866.

La méthode dilatométrique ordinaire a été employée pour faire ces déterminations ; les résultats obtenus sont conformes à ceux de Rosetti (1).

P. VILLARD. — Sur les effets de mirage et les différences de densité qu'on observe dans les tubes de Natterer. *C. R.*, t. CXXI, p. 115.

Un tube en cristal de 8 millimètres de diamètre intérieur et de 20 centimètres de longueur est muni, à chacune de ses extrémités, d'un petit thermomètre dont le réservoir est à l'intérieur du tube ; on le remplit d'éthylène purifié (2) en quantité telle qu'à 9°,25, c'est-à-dire un peu au-dessous du point critique, tout le corps soit à l'état de vapeur. On plonge l'appareil dans la glace fondante. On observe alors les phénomènes ordinaires en réchauffant à + 11° ; les thermomètres qui donnent les mêmes indications à 0° sont loin de marcher d'accord ; leurs indications s'écartent progressivement d'environ 1°, et ils ne marquent la même température qu'au bout d'une demi-heure, alors qu'un tube semblable, mais ne contenant que de l'eau,

(1) *Annales de Ch. et de Ph.*, 4e série, t. X.

(2) *Journal de Physique*, 3e série, t. III ; 1894.

prend en six minutes la température du bain. Si le réchauffement a lieu dans l'air, l'écart entre les deux thermomètres est encore plus grand; il atteint 3°, et l'égalité n'a lieu complètement qu'au bout de plusieurs heures. Ces différences de température permettent d'expliquer les phénomènes observés sur les tubes de Natterer: fixité du niveau liquide au moment de la vaporisation totale, apparences de mirage dans le voisinage du niveau critique.

ERNEST SOLVAY. — Sur la production mécanique des températures extrêmes. *C. R.*, t. CXXI, p. 1141.

L'auteur a démontré que, « pour un gaz supposé parfait, le travail de compression, de même que le travail de détente, est constant pour chacune des compressions ou des détentes adiabatiques successives effectuées dans un même cylindre, entre les mêmes limites de pression et à des températures de plus en plus élevées et de plus en plus basses ». Il conclut de là que, si une masse gazeuse est convenablement isolée au point de vue des échanges de chaleur, on peut, par des détentes successives, abaisser sa température jusqu'à une valeur théoriquement quelconque; de même on peut, par des compressions successives, élever sa température indéfiniment.

HENRI MOISSAN et HENRI GAUTIER. — Nouvelle méthode pour la détermination de la densité des gaz. *Ann. de Ch. et de Ph.*, 7e série, t. V, p. 568.

La disposition expérimentale employée dérive de la méthode de Dumas.

MASSOL et GUILLOT. — Chaleurs spécifiques des acides formique et acétique. *C. R.*, t. CXXI, p. 208.

On emploie le thermocalorimètre de Regnault. Voici les résultats:

Acide formique (Point de fusion = + 7°,5)

Limites de température		Température moyenne	État	Chaleur spécifique	Observateurs
0°	100°	50°	liquide	0,518	Petterson
20	80	50	»	0,517	Massol et Guillot
0	47	23 ,5	»	0,512	Petterson
3	26	15 ,5	liquide et surfondu	0,514	M. et G.
3	7	50	surfondu	0,544	M. et G.
— 5	+ 5	0	solide	0,656	M. et G.

Acide acétique (Point de fusion = + 16°,5)

Limites de température		Température moyenne	État	Chaleur spécifique	Observateurs
26°	76	61	liquide	0,522	Berthelot
0	100	50	»	0,497	Petterson
21	52	37°,5	»	0,493	Marignac
15	00	17 ,5	»	0,462	Regnault
12	21	16 ,5	liquide et surfondu	0,473	M. et G.
4	8	6	solide	0,618	M. et G.

Les différentes déterminations à l'état liquide surfondu et solide ont été effectuées dans les mêmes conditions, et chaque chiffre représente la moyenne de 15 à 10 expériences. On peut conclure que :

1° Les chaleurs spécifiques à l'état *solide* sont de beaucoup supérieures aux chaleurs spécifiques à l'état *liquide* ;

2° La chaleur spécifique à l'état liquide diminue avec la température ;

3° A l'état de surfusion, la chaleur spécifique augmente légèrement, mais reste dans l'ordre des chaleurs spécifiques à l'état liquide.

LOUIS BRUNER. — Sur la chaleur spécifique des liquides surfondus et des sels surfondus. *C. R.*, t. CXXI, p. 912; t. CXX, p. 59.

La méthode est celle des mélanges. Quelques précautions sont indispensables pour éviter la cristallisation des corps surfondus ; elles sont d'ailleurs opposées à celles qu'il faut observer dans la méthode calorimétrique. Les expériences ont porté sur le thymol, le paracrésol et l'hyposulfite de soude. Voici les nombres obtenus :

Thymol fond à 49°,5		Paracrésol fond à + 33°		Hyposulfite de soude.	
Limites de température.	Chaleur spécifique.	Limites de température.	Chaleur spécifique.	Limites de température.	Chaleur spécifique.
98° — 14°	0,519	94° — 7°	0,511	94° — 17°	0,584
86° — 14°	0,519	83° — 7°	0,509	83° — 16°	0,586
73° — 13°	0,518	86° — 7°	0,504	83° — 16°	0,588
68° — 22°	0,515	66° — 7°	0,502	65° — 16°	0,590
58° — 11°	0,516	57° — 6°	0,496	55° — 16°	0,599
47° — 9°	0,508	48° — 8°	0,489	47° — 17°	0,602
37° — 8°	0,503	36° — 8°	0,489	36° — 17°	0,595
27° — 9°	0,504	28° — 9°	0,487		

J. VIOLLE. — Chaleur spécifique et point d'ébullition du carbone, p. 868. *C. R.*, t. CXX.

On a fait la détermination de la chaleur spécifique d'un morceau de graphite, chauffé dans un four électrique ; la température est mesurée soit calorimétriquement, à l'aide d'un lingot de platine ou d'iridium, soit optiquement d'après l'intensité du rayonnement émis par le carbone. Voici les résultats de ces expériences :

1° Au-dessus de 1000°, la chaleur spécifique moyenne du graphite croît linéairement avec la température, suivant la formule :

$$C_0^t = 0{,}355 + 0{,}00006t;$$

2° La chaleur cédée par 1 gramme de graphite solide depuis sa température de volatilisation jusqu'à 0° est 2.050 calories ;

3° Par suite, la température d'ébullition du carbone est 3.600°.

L'abbé MAZE. — Sur la plus ancienne série française d'observations thermométriques et météorologiques. — Sur le premier thermomètre à mercure. *C. R.*, t. CXX, p. 731-732.

M. l'abbé Maze a découvert dans le *Recueil des documents astronomiques* que possède l'Observatoire un cahier écrit par le prêtre Ismaël Bouilliau, qui a pour titre : *Ad thermometrum observationes anno* 1658 *Parisiis*, avec ce sous-titre : *Thermometrum Florentiæ fabricatum*. Ce mémoire donne la série des observations faites dans l'hôtel de Thou (aujourd'hui hôtel des Sociétés savantes) pendant l'hiver 1659-1660, pendant lequel les oliviers avaient été gelés en Provence. Cet observateur a utilisé concurremment avec un thermomètre à alcool, le thermomètre à mercure, soixante-deux ans avant Fahrenheit qui en a été jusqu'ici considéré comme l'inventeur. Cependant il est juste de constater que l'appareil de l'abbé Boulliau manquait de sensibilité, au point que les savants français donnèrent pendant longtemps la préférence au thermomètre à alcool.

NEYRENEUF. — Recherches sur les tuyaux sonores. *Ann. de Ch. et de Ph.*, 7° série, t. V, p. 418.

En employant des tuyaux de longueur variable, M. Neyreneuf a vérifié que la production des nœuds et des ventres avait lieu pour des dilatations cylindriques considérables (40 centimètres de diamètre)

même avec des sons très aigus ($\lambda = 15$ centimètres). Les mêmes lois et particularités sont manifestées avec des tuyaux de forme quelconque ; mais les intervalles des nœuds successifs dépendent de la forme du tube et ne sont pas égaux, comme dans les tuyaux cylindriques.

Les tuyaux cylindriques, remplis de grains de plomb, de billes, de noyaux, etc., se comportent comme les tuyaux sonores vides ; mais la longueur d'onde des sons est nettement diminuée. Enfin, le transport du fond d'un tuyau vers l'ouverture, ou en sens inverse, amène une variation négative ou positive de la longueur d'onde d'un son déterminé.

CH. DUFOUR. — Les réfractions anormales à la surface de l'eau. *C. R.*, t. CXXI, p. 193.

M. Dufour a observé des effets de mirage sur le lac Léman ; lorsque l'air est plus froid que l'eau, la trajectoire tourne sa convexité vers l'eau ; c'est le contraire qui a lieu, lorsque l'eau est plus froide que l'air, et on peut apercevoir alors des objets au-dessous de l'horizon.

CH.-V. ZENGER. — L'objectif catoptrique et symétrique. *C. R.*, t. CXX, p. 609.

Les réflecteurs ne présentent pas, comme les réfracteurs, les inconvénients de l'aberration chromatique. Ils peuvent aussi présenter une aberration sphérique beaucoup moindre que les lentilles et, combinés convenablement, ils permettent d'obtenir des images astronomiques exemptes de toute aberration de forme. On peut pour cela associer deux miroirs *de même rayon de courbure ;* l'un convexe, de faible ouverture, est placé au milieu de la distance focale de l'autre miroir, qui est concave et de grande ouverture. Les rayons sont réfléchis au point placé à la distance focale p du miroir concave, c'est-à-dire $\frac{p}{2}$, en arrière du miroir convexe. La distance focale du double objectif catoptrique devient alors la même qu'avec le miroir concave seul, mais l'image du soleil est deux fois plus grande.

H. POINCARÉ. — Sur le spectre cannelé. *C. R.*, t. CXX., p. 757.

Le mouvement lumineux complexe peut être représenté, à l'aide de la formule de Fourier, par la superposition d'une infinité de mou-

vements sinusoïdaux, d'amplitude constante et de durée illimitée. On peut calculer, en un point donné d'un appareil d'optique, la vibration que produirait chacun de ces mouvements simples, s'il existait seul ; le mouvement résultant est la superposition de ces vibrations élémentaires. M. Poincaré, partant de ces hypothèses, conclut qu'en chaque point du spectre l'intensité lumineuse est indépendante du temps, puisque chaque mouvement simple a une amplitude constante. Ainsi toutes les sources de lumière, même quand elles sont éteintes, même avant qu'elles commencent à briller, devraient donner un spectre d'éclat invariable ; ce qui est inadmissible. M. Poincaré, pour modifier la formule qui le conduit à ce résultat erroné, applique le principe de Huygens pour le calcul de l'amplitude de la radiation envoyée par un réseau à un point M très éloigné dans une direction donnée. Il conclut que la vibration réelle en ce point a son amplitue proportionnelle à $(1 + e^{iqh})$ $\left(\frac{2\pi}{q}\right.$ désignant la période vibratoire, h la différence de marche en temps de deux faisceaux interférents, ce qui exprime que les franges obscures sont parfaitement noires.

GOUY. — Sur la régularité du mouvement lumineux. *C. R.*, t. CXX, p. 915.

Dans un travail antérieur [1], l'auteur a énoncé le fait suivant que, pour la lumière blanche, la production des franges d'interférences au moyen du spectroscope n'implique pas la régularité du mouvement lumineux. Ceci est en désaccord avec les conclusions de M. Poincaré, indiquées dans l'article qui précède. En outre des principes fondamentaux sur lesquels repose l'analyse de M. Poincaré, il faut tenir compte de la diffraction, en raison de laquelle chaque mouvement simple existant seul produit, dans le plan où se forme le spectre d'un réseau, un foyer physique d'une certaine étendue, qui coïncide à peu près avec le foyer physique que formerait tout autre mouvement simple de période très voisine. Il est donc nécessaire, pour faire le calcul de la vibration réelle en un point donné du spectre, de tenir compte des vibrations fictives que produiraient une infinité de mouvements simples, qui diffèrent de période, de phase et d'amplitude ; rien ne s'oppose, d'ailleurs, à ce que cette vibration réelle varie d'amplitude avec le temps, et s'annule lorsqu'il le faut.

[1] *Journal de Physique*, 2e série, t. V, p. 354 ; 1886.

La proportionnalité à $s + l^{iqh}$ de l'amplitude de vibration en un point M est considérée par M. Poincaré comme la conséquence du fait expérimental que les franges sont complètement noires. Mais cela n'a lieu que si h est petit vis-à-vis de la différence $(\theta_1, - \theta_0)$ des parcours de la lumière des deux bords du réseau au point considéré M, et cela en raison de la limitation du pouvoir séparateur du réseau. Or, c'est précisément dans ce cas que le raisonnement de M. Poincaré tombe en défaut.

M. Gouy pense, d'ailleurs, qu'on ne doit pas fonder des spéculations théoriques sur la valeur de l'amplitude ou de l'intensité lumineuse, mais seulement sur l'énergie moyenne de la radiation pendant un intervalle de temps qui comprend nécessairement un nombre immense de vibrations. Cette énergie se calcule par la formule (9) (*Journal de Ph.*, 3e série, t. V, p. 359; 1895).

ARTHUR SCHUSTER. — Sur les spectres cannelés. *C. R.*, t. CXX, p. 987.

L'auteur [1] est d'accord avec M. Gouy pour énoncer que la régularité des vibrations, mise en évidence par les observations de MM. Fizeau et Foucault, n'existe pas dans le mouvement lumineux, mais est produite par l'appareil spectral.

MAURICE DE THIERRY. — Sur un nouvel appareil dit « hémaspectroscope comparateur. » *C. R.*, t. CXX, p. 775.

Il dérive du spectroscope de Kirchhoff et Bunsen par l'emploi d'un prisme à réflexion totale qui couvre la moitié de la fente et amène ainsi dans le spectroscope la lumière qui a traversé la cuve contenant le liquide de comparaison ; l'autre moitié de la fente est éclairée directement par de la lumière ayant traversé une cuve de $0^m,50$ de long contenant le liquide à étudier.

J. JANSSEN. — Sur la loi d'absorption des bandes du spectre de l'oxygène *C. R.*, t. CXX, p. 1306.

En opérant sur un tube de 60 mètres de longueur, rempli d'oxygène à des pressions successivement croissantes, on observe l'apparition d'une bande d'absorption près de la raie D ($\lambda = 0^\mu,580$ à $0^\mu,572$) pour une pression de 6 atmosphères. Si on calcule l'épaisseur de

(1) *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XXXVII, p. 509; 1894.

l'atmosphère qui doit être traversée pour réaliser une abpsortion du même ordre de grandeur, on trouve qu'il faut observer le soleil à la hauteur d'environ 4° au-dessus de l'horizon. M. Janssen a observé le soleil saharien très pur à son lever à Ghardaia dans le M'zab et a trouvé la bande d'absorption. C'est la vérification dans un cas particulier de la loi « que le pouvoir absorbant du gaz oxygène est proportionnel à l'épaisseur de la masse gazeuse multipliée par le carré de sa densité ».

A. DE GRAMONT. — Sur l'analyse spectrale directe des minéraux et de quelques sels fondus. *C. R.*, t. CXXI, p. 121.

Il résulte des expériences de l'auteur que l'étincelle obtenue par la décharge d'une bobine d'induction réunie à un condensateur provoque la décomposition des composés qu'elle traverse. Le spectre est alors représenté par la superposition pure et simple des spectres des éléments composants. Sans condensateur et avec la bobine seule, on a, dans le cas des sels, des spectres complexes, caractéristiques de l'espèce chimique, et dus vraisemblablement à la molécule non dissociée. Enfin, si on fait agir l'étincelle entre des électrodes revêtues de métalloïdes libres, on constate qu'avec le condensateur on obtient de beaux spectres de lignes de ces corps *sans* les enflammer ; au contraire, sans condensateur, les corps s'allument immédiatement et donnent un spectre continu à peine visible. Cette expérieene est surtout frappante avec le soufre, l'arsenic et le sélénium.

H DESLANDRES. — Rayonnement ultra-violet de la couronne solaire, pendant l'éclipse totale du 16 avril 1893. *C. R.*, t. CXX, p. 707.

La photographie de la couronne solaire a donné dans l'ultra-violet un certain nombre de raies qui ont été repérées avec le spectre du fer et avec les longueurs d'onde de Kayser et Runge.

H. DESLANDRES. — Étude spectrale des charbons du four électrique. *C. R.*, t. CXX, p. 1259.

M. Moissan a annoncé (1) que les charbons de l'arc dans le four électrique se purifient par le passage des courants de grande intensité et se débarrassent des matières étrangères qu'ils contiennent.

(1) *C. R.*, t. CXIX, p. 1245.

M. Deslandres l'a vérifié par l'étude du spectre des charbons, qui est à peu près débarrassée de toute raie étrangère au carbone et donne les résultats suivants :

Intensités.	Longueur d'onde.		Intensités.	Longueur d'onde.
8	426.70		8	283.64
5	392.17		4	274.75
4	391.97		3	264.12
2	316.83	(1)	8	251.19
1	516.73	(1)		
2	299.34		8	250.79
1	296.77		10	247.88
8	283.75		8	229.70

R. Dongier.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Wiedemann's Annalen.

T. LX; n° 1, 1897.

P. Drude. — *Sur la théorie des ondes électriques stationnaires*, p. 1.

L. Zehnder. — *Sur le maniement des accumulateurs à haute tension*, p. 47.

R. Abegg. — *Constantes diélectriques aux basses températures*, p. 54.

F.-F. Martens. — *Inductions magnétiques de disques horizontaux tournant dans le champ terrestre*, p. 61.

E. Müller. — *Recherches expérimentales sur la constante de conductibilité calorifique absolue de l'air*, p. 82.

A. Dahms. — *Additions et remarques au travail sur les points de congélation de mélanges binaires*, p. 119.

A. Hagenbach. — *Essai de séparation par la diffusion des deux gaz de la clévéite*, p. 124.

G. Hüfner. — *Sur l'évaluation des coefficients de diffusion de quelques gaz dans l'eau*, p. 134.

J.-A. Groshans. — *Sur les températures correspondantes (pour des pressions de vapeurs égales)*, p. 169.

P. Glan. — *Recherches théoriques sur les corps élastiques et la lumière*, p. 174.

The Physical Rewiew.

T. IV, n° 4 ; janvier-février 1897.

E.-H. Loomis. — *Points de congélation de solutions aqueuses diluées*, p. 273.

E. Fox Nichols. — *Méthode pour les mesures d'énergie dans le spectre infra-rouge ; propriétés du rayon ordinaire dans le quartz pour des ondes de grande longueur d'onde*, p. 297.

H. Rubens et E.-F. Nichols. — *Rayons de chaleur de grandes longueurs d'onde*, p. 314.

---

(1) Il est douteux que ces deux raies appartiennent au carbone pur.

SUR LES THÉORIES DU RÉSIDU ÉLECTRIQUE;

Par M. L. HOULLEVIGUE (1).

Les lois expérimentales du résidu électrique ont été formulées principalement par MM. J. Curie et Bouty ; ce sont les lois de proportionnalité aux forces électromotrices et aux capacités, et la loi de superposition. Toute théorie acceptable des effets résiduels devra satisfaire à ces données : mais la théorie de Maxwell fournit de plus une relation $k = n^2$ entre le pouvoir inducteur et l'indice de réfraction, et il me paraît raisonnable d'exiger d'une théorie du résidu qu'elle explique la concordance imparfaite de cette formule avec les valeurs de k mesurées directement.

Or tel n'est pas le cas pour la généralité des hypothèses. Si on rejette la théorie ancienne de la pénétration des charges, qui ne satisfait même pas aux lois fondamentales, ces hypothèses peuvent être réparties en deux groupes.

Les unes supposent l'hétérogénéité du diélectrique produisant à l'intérieur de l'isolant des phénomènes de polarisation : polarisation électrolytique, si l'impureté est de l'eau ou un sel dissous ; polarisation diélectrique si l'impureté est un solide conducteur. J'ai examiné ailleurs ces théories et montré que celle de Maxwell, entre autres, qui est la plus généralement acceptée, ne peut ni rendre compte de la forme générale de la courbe de décharge d'un condensateur, ni permettre d'expliquer la relation $k = n^2$. Pour le verre, par exemple, il faudrait que l'impureté formât les $\frac{2}{3}$ environ de la masse totale du diélectrique, ce qui est difficilement admissible.

Une autre série d'hypothèses a pour base l'élasticité supposée des diélectriques. Telle est la théorie des feuillets élastiques, où le diélectrique est supposé formé de feuillets alternativement conducteurs et isolants; ces derniers s'écrasant peu à peu sous l'action de la pression électrique, cette théorie ne peut pas davantage rendre compte de la relation $k = n^2$.

Il faut signaler, dans cet ordre d'idées, une théorie d'Hopkinson (2) qui lui a été, dit-il, suggérée par Maxwell, ce qui laisse supposer que

(1) Résumé d'une étude plus étendue qui paraîtra prochainement dans les *Annales de l'Université de Lyon.*

(2) *Philos. Trans*, t. CLXVII., p. 599; 1877.

l'illustre physicien anglais ne considérait pas comme définitive la théorie qu'il a lui-même donnée du phénomène. Hopkinson se contente, du reste, de transporter, sans autre explication, dans l'étude des condensateurs, l'équation obtenue par Boltzmann pour l'élasticité résiduelle.

Il m'a semblé que l'analogie supposée par Hopkinson entre les résidus électriques et élastiques devait contenir l'explication véritable du phénomène, mais qu'il convenait de la présenter sous une forme différente. J'ai emprunté à la théorie du déplacement de Maxwell son langage et ses notations, bien qu'au fond notre manière d'interpréter le résidu soit indépendant de cette théorie.

Nous supposons donc que les manifestations électriques proviennent d'un éther incompressible baignant le diélectrique. Cet éther n'est pas indépendant des molécules matérielles ; il est rattaché aux positions moyennes de chacune d'elles par des liens élastiques.

Lorsqu'en un point on crée un champ électrique, l'éther se déplace dans le sens du champ jusqu'à ce que la réaction élastique fasse équilibre au champ. Tel est l'effet instantané dans la charge d'un condensateur. Quant à l'effet lent qui le suit, il est naturel de l'attribuer à la réaction exercée par l'éther sur les molécules du diélectrique; les molécules cèdent peu à peu, leurs positions moyennes sont entraînées lentement dans le sens du champ, et le déplacement de l'éther se trouve augmenté d'autant.

Cette déformation progressive de l'éther semble confirmée par l'étude du phénomène de Kerr (biréfringence des solides placés dans un champ électrique). Quant à la distinction que nous faisons entre la charge instantanée et la charge lente, elle est justifiée de la manière suivante par M. J. Curie (1) : « Quelle que soit, dit-il, l'interprétation qu'on adopte, il ne faut pas oublier qu'au point de vue des faits il y a une différence absolue à faire entre la charge instantanée dépendant du pouvoir inducteur et la charge lente. L'expérience ne laisse aucun doute à cet égard ; ce sont deux phénomènes entièrement différents, dépendant de causes différentes ; ainsi toutes sortes d'actions font varier la charge lente et n'altèrent en rien la charge instantanée... Ces deux charges sont tellement peu influencées par les mêmes causes qu'on serait tenté de croire qu'elles n'emploïent pas les mêmes milieux pour se propager. »

---

(1) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XVII, p. 391 ; 1889.

Les effets résiduels auraient leur origine dans la *viscosité* de la matière du diélectrique ; on admet que, dans les milieux visqueux, les forces qui déterminent le déplacement ne dépendent pas seulement du déplacement lui-même, mais de la vitesse avec laquelle il se produit, c'est-à-dire qu'il intervient une réaction de frottement proportionnelle à la vitesse du déplacement ; l'échauffement électrique des condensateurs, que nous étudierons ci-après [1] prouve expérimentalement l'existence de cette réaction. Avant de traduire mathématiquement l'hypothèse dont nous venons d'indiquer le principe, il nous faut préciser quelques points de la théorie du déplacement; on en trouvera la démonstration dans l'*Électricité et Optique* de M. Poincaré :

1° Le déplacement en un point est la distance de la position initiale d'une molécule d'éther à sa position nouvelle ; il a pour valeur $\Delta = \frac{K}{4\pi}\Phi$, Φ étant le champ et K le pouvoir inducteur, et il est dirigé dans le sens du champ ;

2° Si Σ est une surface fermée contenant un diélectrique et des charges électriques M (mesurées en unités électrostastiques), si M augmente de dM, le *volume* d'éther qui sort de Σ est $dQ = dM$;

3° Soit $F d\tau$ la force élastique qui agit sur l'élément de volume $d\tau$, lorsque celui-ci se trouve en équilibre contraint. On a $F = -\frac{4\pi}{K}\Delta = -\Phi$. Le champ Φ est donc la force appliquée *à l'unité de volume* d'éther (ou fluide inducteur).

Charge d'un condensateur sans résidu. — Nous commençons par mettre en équation le cas le plus simple, celui de la charge d'un condensateur parfait. Donnons-lui une surface S, une épaisseur e, et supposons-le relié, au temps zéro, à une force électromotrice E par un fil de capacité négligeable, de résistance R et de self-induction L. Il s'agit de déterminer le déplacement Δ à un instant donné t.

Soit ψ la différence de potentiel entre les armatures, le champ appliqué à l'unité de volume sera $\frac{\psi}{e}$, la réaction élastique proportionnelle au déplacement sera $-\frac{4\pi}{K}\Delta$. Si on désigne par ρ la densité absolue de l'éther, l'équation du mouvement sera:

$$\rho \frac{\partial^2\Delta}{\partial t^2} = \frac{\psi}{e} - \frac{4\pi}{K}\Delta.$$

(1) Voir p. 120.

La loi d'Ohm donne pour ψ, I étant l'intensité,

$$\psi = E - RI - L\frac{dI}{dt} = E - RS\frac{d\Delta}{dt} - LS\frac{d^2\Delta}{dt^2}.$$

En remplaçant ψ par cette valeur, l'équation du mouvement devient

$$\left(L + \frac{\rho e}{S}\right)\frac{d^2\Delta}{dt^2} + R\frac{d\Delta}{dt} + \frac{4\pi e}{KS}\Delta = \frac{E}{S}.$$

Si L n'est pas infiniment petit, $\frac{\rho e}{S}$ sera négligeable devant L, à cause de la petitesse extrême de ρ, et l'équation peut s'écrire, en posant $C = \frac{KS}{4\pi e}$:

$$(1) \qquad L\frac{d^2\Delta}{dt^2} + R\frac{d\Delta}{dt} + \frac{\Delta}{C} = \frac{E}{S}.$$

(1) n'est autre que l'équation classique de sir W. Thomson, où Q est remplacé par SΔ.

Charge d'un condensateur à résidu. — Dans un condensateur à diélectrique solide ou liquide, le déplacement Δ sera toujours donné par l'équation (1). Écartons, pour simplifier, le cas des décharges oscillantes. On a, en intégrant et déterminant les constantes par les conditions, qu'au temps zéro Δ et $\frac{d\Delta}{dt}$ sont nuls :

$$(2) \qquad \Delta = \frac{CE}{S}\left[1 + \frac{\alpha'}{\alpha - \alpha'}e^{\alpha t} - \frac{\alpha}{\alpha - \alpha'}e^{\alpha' t}\right],$$

α et α' étant les racines négatives de l'équation :

$$L\alpha^2 + R\alpha + \frac{1}{C} = 0.$$

Mais en même temps que se produit le déplacement de l'éther par rapport aux molécules matérielles, celles-ci sont entraînées dans le même sens ; au temps t elles sont distantes de Δ' de leurs positions initiales. Les forces qui agissent sur l'unité de volume de diélectrique, de densité P, sont : 1° l'action élastique de l'éther, qui, au temps t, vaut $\frac{4\pi}{K}\Delta$; 2° une réaction des molécules s'opposant à la déformation, et que nous supposerons proportionnelle à l'écart ; 3° enfin, une réaction de frottement qui caractérise la viscosité du milieu, et que nous

représenterons par $-2b\frac{d\Delta'}{dt}$. L'équation du mouvement sera donc :

$$(3) \qquad \frac{d^2\Delta'}{dt^2} = \frac{4\pi}{K}\Delta - a\Delta' - 2b\frac{d\Delta'}{dt}.$$

On doit remplacer, dans (3), Δ par sa valeur tirée de (2). L'équation ainsi obtenue peut s'intégrer, mais sa complication est extrême. Il est suffisant, pour analyser le phénomène, de se réduire au cas le plus ordinaire, celui où R et L sont très petits. Dans ce cas, Δ atteint très vite sa valeur limite $\frac{CE}{S}$, et l'équation (3) peut s'écrire très approximativement :

$$(4) \qquad P\frac{d^2\Delta'}{dt^2} + 2b\frac{d\Delta'}{dt} + a\Delta' = \frac{E}{e}$$

Elle s'intègre comme (1) sous les conditions $\Delta_0' = \left(\frac{d\Delta'}{dt}\right)_0 = 0$, et donne :

$$(5) \qquad \Delta' = \frac{Ea}{e}\left[1 + \frac{\beta'}{\beta - \beta'}e^{\beta t} - \frac{\beta}{\beta - \beta'}e^{\beta' t}\right],$$

β et β' étant les racines de l'équation $P\beta^2 + 2b\beta + a = 0$, qui seront réelles et négatives, si la viscosité est assez grande.

D'après cela, la quantité d'électricité qui apparaît sur les armatures est, au temps t,

$$Q = S(\Delta + \Delta'),$$

c'est-à-dire :

$$(6)\ Q = CE\left[1 + \frac{\alpha'}{\alpha - \alpha'}e^{\alpha t} - \frac{\alpha}{\alpha - \alpha'}e^{\alpha' t} + \frac{4\pi}{Ka}\left(1 + \frac{\beta'}{\beta - \beta'}e^{\beta t} - \frac{\beta}{\beta - \beta'}e^{\beta t}\right)\right];$$

et l'intensité du courant de charge est :

$$(7)\quad I = \frac{dQ}{dt} = CE\left[\frac{\alpha'}{\alpha - \alpha'}(e^{\alpha t} - e^{\alpha' t}) + \frac{4\varpi}{Ka}\frac{\beta\beta'}{\beta - \beta'}(e^{\beta} - e^{\beta' t})\right].$$

Elle est donnée par la somme de 4 exponentielles, les deux premières correspondent à la charge instantanée, et les deux autres à la charge lente.

Cette représentation des phénomènes obéit aux lois expérimentales du résidu, que nous avons rappelées au début de cet article. J'aurais voulu l'appliquer à quelques-unes des expériences qui

ont déterminé le résidu en fonction du temps ; malheureusement le calcul des coefficients dans les équations (6) ou (7) est presque inabordable. La (*fig.* 1) donne cependant un essai de représentation de la conductibilité du mica à 20°, d'après M. Curie [1]. Les croix marquées sur la figure indiquent les valeurs de C données par l'expérience. La courbe tracée est représentée par la formule :

$$c = 0{,}00076\,[e^{-0{,}02773t} - e^{-0{,}2t}] + 0{,}00001685\,[e^{-0{,}00122t} - e^{0{,}00632t}]$$

La concordance est assez bonne et serait sans doute meilleure si on n'en était pas réduit au tâtonnement pour déterminer les coefficients.

La représentation que nous avons donnée du résidu laisse entière les relations fondamentales de la théorie électromagnétique de la lumière. La première, celle qui lie le rapport des unités avec la vitesse de la lumière, n'a rien à voir avec les effets de résidu, car elle n'exige même pas la connaissance de diélectriques autres que le vide ; c'est sans doute pour cette raison que ses vérifications expérimentales sont très satisfaisantes.

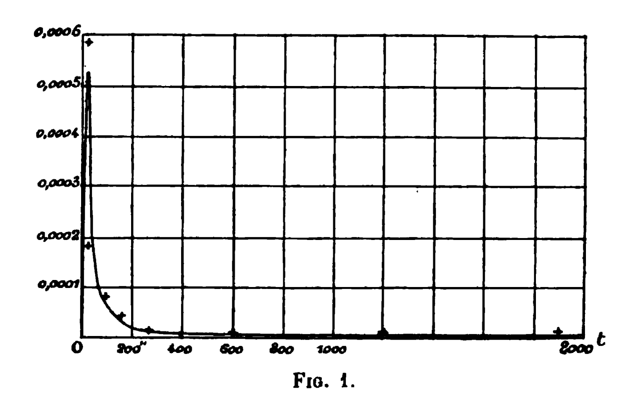


FIG. 1.

La relation $K = n^2$ n'est pas davantage touchée par les développements que nous avons ajoutés à la théorie ; en effet, dans un milieu soumis, comme est le champ lumineux, à des forces électromotrices alternatives à périodes très rapides, il est évident, sans calcul, que le déplacement Δ' sera constamment nul. Tout se passe donc comme si le diélectrique naturel était absolument rigide, ce qui est l'hypothèse de Maxwell.

---

(1) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XVIII, p. 229.

Il nous reste alors à expliquer comment la relation $K = n^2$, restant vraie, n'est pas vérifiée en général pour les solides et pour les liquides. Cela tient, dans la plupart des méthodes employées, à ce qu'on déduit la mesure du pouvoir inducteur de la mesure de la charge, ce qui revient à prendre, au lieu du pouvoir inducteur vrai K, un pouvoir inducteur apparent K',

$$K' = K\left[1 + \frac{\alpha'}{\alpha - \alpha'}\, e^{\alpha t} - \frac{\alpha}{\alpha - \alpha'}\, e^{\alpha' t} + \frac{4\pi}{K\alpha}\left(1 + \frac{\beta'}{\beta - \beta'}\, e^{\beta t} - \frac{\beta}{\beta - \beta'}\, e^{\beta' t}\right)\right]$$

t représentant la durée de la charge. On voit que K' est toujours supérieur à K, mais tend vers K lorsque t tend vers zéro : c'est ce que donne l'expérience.

Le même effet se produit avec les liquides : seulement le déplacement Δ' pour ces corps s'achève dans un temps très court, au lieu de durer des heures, comme pour les solides : c'est donc à tort que certains physiciens ont nié la formation de résidus dans les diélectriques liquides. Les expériences de M. Pérot ne laissent aucun doute à cet égard.

Parmi les méthodes statiques, seule la méthode de M. Pérot (1), fondée sur la réfraction des lignes de force à la séparation des deux diélectriques, fournit pour K des valeurs qui satisfont à la loi de Maxwell, même pour les solides à grand résidu, comme le verre et la résine. Ce résultat me paraît facile à expliquer dans la théorie du déplacement : En plaçant dans l'espace des forces électromotrices reliées à des conducteurs, on crée un champ électrique dans lequel les lignes de force obéissent à la loi de réfraction. C'est suivant ces lignes de force que se produit le déplacement Δ ; le déplacement Δ' suit ensuite, et dans la même direction que Δ ; les conducteurs reçoivent alors des charges qui dépendent de Δ et de Δ', mais il n'y a rien dans ce fait qui puisse modifier l'orientation des lignes de force : les charges ne déterminent pas le champ, elles sont déterminées par lui.

Je terminerai cette étude par une remarque au sujet de la méthode si intéressante par laquelle M. Blondlot (2) a mesuré le pouvoir inducteur du verre, celui du soufre étant supposé connu : deux lames, l'une de verre, d'épaisseur 3 centimètres et de pouvoir inducteur x,

(1) *C. R. de l'Acad. des Sciences*, t. CXIV, p. 1528.
(2) *Journal de Phys.*, 2e série, t. X, p. 197 ; 1891.

l'autre de soufre, d'épaisseur $3^{cm},15$ et de pouvoir inducteur 2,6, interposées sur le chemin d'ondes périodiques synchrones au départ, ne détruisent pas leur synchronisme. Cette expérience signifie, à mon sens, que les perturbations considérées ont mis le même temps à traverser soit la lame de soufre, soit le système formé par la lame de verre et une lame d'air de $0^{cm},15$.

Si on appelle V la vitesse de propagation dans le vide (ou dans l'air), V_1 la vitesse dans le verre, V_2 la vitesse dans le soufre, on a :

$$\frac{3,15}{V_2} = \frac{3}{V_1} + \frac{0,15}{V}.$$

Pour aller plus loin, on est obligé d'admettre la relation $K = n^2$, qui donne :

$$\sqrt{x} = \frac{V}{V_1}, \qquad \sqrt{2,6} = \frac{V}{V_2}.$$

En introduisant ces valeurs dans l'équation précédente, on a :

$$3,15\sqrt{2,6} = 3\sqrt{x} + 0,15.$$

Ce qui donne :

$$x = 2,6994 = (1,643)^2.$$

M. Blondlot trouve par un raisonnement différent $x = 2,8 = (1,67)^2$; et Thomson, $x = 2,7 = (1,65)^2$. L'écart numérique est peu important, mais ce qui me paraît l'être davantage, c'est que la méthode de M. Blondlot exigerait l'emploi de la relation de Maxwell et, par suite, ne pourrait pas servir à la vérifier.

SUR L'ÉCHAUFFEMENT ÉLECTRIQUE DES CONDENSATEURS ;

Par M. L. HOULLEVIGUE.

Lorsqu'on soumet un condensateur à diélectrique solide ou liquide à une série de charges ou de décharges, il s'échauffe. Ce fait, découvert par Siemens, a été étudié par Naccari et Bellati et par Borgmann [1]. Avant d'indiquer les observations que j'ai faites sur le même sujet, je ferai remarquer que l'effet en question ne peut se

(1) SIEMENS, *Pogg. Ann.*, t. CXXV, p. 137; 1865. — NACCARI et BELLATI, *J. de Phys.*, 2e série, t. I, p. 430; 1882. — BORGMANN, *J. de Phys.*, 2e série, t. VII, p. 217; 1888.

manifester que sur les condensateurs à résidu. On peut en effet établir pour un condensateur parfait la proposition suivante :

Si le pouvoir inducteur croît avec la température, un condensateur se refroidit quand on le charge et s'échauffe pendant la décharge. Le contraire arrive si le pouvoir inducteur décroît quand la température augmente.

Soient en effet sur les mêmes circuits un condensateur et une dynamo, et soit V la différence de potentiel à l'instant t aux armatures de condensateur. L'ensemble constitue un système réversible. Soit, à l'instant t, m la quantité d'électricité qui est passée sur le condensateur, et θ la température absolue. La variation élémentaire d'énergie interne est $dU = dT - EdQ$, dT étant le travail accompli, et dQ la chaleur dégagée. Or, on a :

$$dT = Vdm + pdv, \qquad dQ = cd\theta + \lambda dm,$$

p représentant la pression extérieure, dv la variation de volume, c la capacité calorifique du condensateur maintenu au potentiel V, et λ la chaleur dégagée lorsque, sa température restant θ, sa charge électrique augmente de dm. Il vient donc, en définitive,

$$dU = (V - E\lambda)\, dm + pdv - Ecd\theta.$$

Et le principe de l'équivalence s'exprime par les relations :

$$(1)\ E\frac{\partial c}{\partial m} = E\frac{\partial \lambda}{\partial \theta} - \frac{\partial V}{\partial \theta}, \quad (2)\ E\frac{\partial c}{\partial v} = -\frac{\partial p}{\partial \theta}, \quad (3)\ \frac{\partial V}{\partial v} = E\frac{\partial \lambda}{\partial v} + \frac{\partial p}{\partial m};$$

d'autre part :

$$\frac{dQ}{\theta} = \frac{c}{\theta}\, d\theta + \frac{\lambda}{\theta}\, dm,$$

et le théorème de Carnot s'exprime par :

$$(4) \qquad \frac{dc}{dm} = \frac{d\lambda}{d\theta} - \frac{\lambda}{\theta}.$$

La comparaison de (1) et (4) donne alors :

$$(5) \qquad \lambda = \frac{\theta}{E}\frac{dV}{d\theta};$$

ou bien, en exprimant V en fonction de K,

$$(6) \qquad \lambda = -\frac{V\theta}{KE}\cdot\frac{dK}{d\theta}.$$

Pour la plupart des diélectriques, K décroît quand t augmente; donc, en général, d est positif, c'est-à-dire qu'un condensateur s'échauffe par la charge et se refroidit par la décharge. Mais, si on considère une série de charges et de décharges, les effets calorifiques se compenseront.

Dans un condensateur à résidu, l'opération que nous avons imaginée ne serait pas réversible, puisque l'équilibre électrique entre le condensateur et la dynamo ne serait pas réalisé à chaque instant. C'est donc au résidu, ou à la viscosité électrique, qu'il faut attribuer l'échauffement électrique des condensateurs.

Il est facile de se faire une idée du phénomène, en s'inspirant des idées émises dans l'article précédent (sur les théories du résidu électrique). Imaginons, pour simplifier, un condensateur relié à une force électromotrice sinusoïdale par un fil dénué de résistance et de self-induction.

L'équation du déplacement électrique Δ est alors:

$$\rho \frac{d^2\Delta}{dt^2} = \varphi_0 \sin \mu t - \frac{4\pi}{K} \Delta ; \tag{7}$$

la période d'oscillation étant $T = \frac{2\pi}{\mu}$, (7) admet pour solution :

$$\Delta = A \sin \mu t, \qquad A = \frac{K t^2 \Phi_0}{4\pi (T^2 \pi K \rho)}. \tag{8}$$

Cela étant, l'équation de déplacement Δ' de la matière du diélectrique est:

$$P \frac{d^2\Delta'}{dt^2} + 2b \frac{d\Delta}{dE} + a\Delta' = \frac{4\varpi}{K} A \sin \mu t.$$

Cette équation admet pour intégrale générale:

$$\Delta' = \frac{4\varpi A}{K(\beta - \beta')} \left[\frac{\beta' \sin \mu t + \mu \cos \mu t}{\beta'^2 + \mu^2} - \frac{\beta \sin \mu t + \mu \cos \mu t}{\beta^2 + \mu^2} + Ce^{\beta t} + C'e^{\beta' t} \right]$$

C et C′ représentent des constantes, et β et β' les racines de l'équation $P\beta^2 + 2b\beta + a = o$. En laissant de côté les termes non périodiques, qui s'évanouissent rapidement, Δ' peut se mettre sous la forme:

(9) $\Delta' = A' \sin \mu (t + \varphi)$, A′ et φ étant définis par les relations :

$$A' = \frac{4\pi A}{K\sqrt{(\beta^2 + \mu^2)(\beta'^2 + \mu^2)}}, \qquad \text{tang}\, \mu\varphi = \frac{\mu(\beta + \beta')}{\beta\beta' - \mu^2}.$$

Cela étant, la force du frottement interne a pour valeur, par unité de volume,

$$\text{(10)} \qquad F = 2b\frac{d\Delta'}{dt} = 2bA'\mu \cos\mu\,(t+\varphi).$$

Si entre (9) et (10) on élimine t, on obtient l'équation d'une ellipse :

$$\frac{\Delta'^2}{A'^2} + \frac{F^2}{4b^2A'^2\mu^2} = 1,$$

dont la surface $S = 2bA'^2\mu = \int Fd\Delta'$ représente le travail du frottement interne pendant une période. En passant au temps t qui correspond à n périodes, le travail interne est :

$$\text{(11)} \qquad \mathfrak{T} = \frac{4\pi^2 Pb^2\Phi_0{}^2 t}{(T^2 - \omega\kappa\rho)^2 \left[a^2 + \frac{4\pi^2}{T^2}\left(4b^2 - 2aP + \frac{4\pi^2 P^2}{\nu^2}\right)\right]}.$$

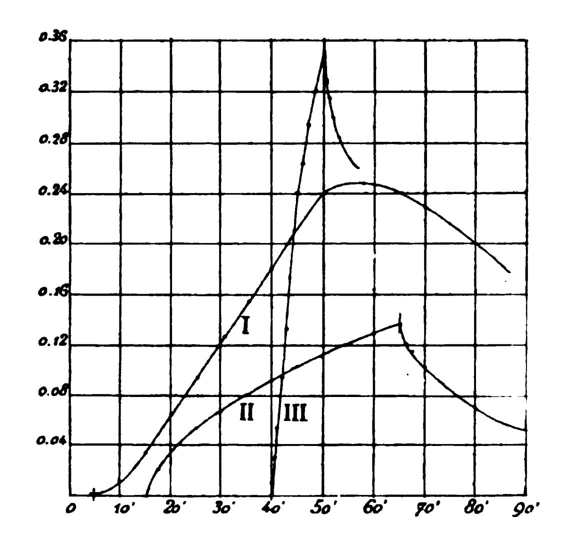
La chaleur dégagée dans chaque centimètre cube du diélectrique est alors $\frac{\mathfrak{T}}{E}$, E étant l'équivalent mécanique de la chaleur. On voit qu'elle doit être proportionnelle au temps, au carré du champ, et s'annuler pour des oscillations très rapides.

J'ai vérifié les deux premières conséquences à l'aide du dispositif suivant : le diélectrique à étudier forme deux blocs prismatiques dans lesquels plongent les pôles d'une pile thermo-électrique maillechort-fer reliée à un galvanomètre ; une différence de 1° entre les pôles correspond environ à une déviation de 370 millimètres sur l'échelle graduée. L'un des blocs porte des armatures reliées à l'induit d'une bobine de Ruhmkorff ; un trop-plein et un appareil enregistreur permettent d'évaluer et de régler la différence de potentiel et le nombre d'interruptions de la bobine. Pour éviter les charges statiques du galvanomètre, le circuit pile thermo-électrique-galvanomètre est relié au sol par un de ses points et soigneusement isolé des autres. Enfin la pile thermo-électrique et les deux blocs sont protégés par une double enceinte contre les variations accidentelles de la température.

Les principaux résultats obtenus sont représentés par les courbes ci-après ; 1 millimètre y représente une minute en abscisses et une variation de température 0,004 en ordonnées. Les traits verticaux

coupant les courbes indiquent les moments où on a actionné et arrêté la bobine Ruhmkorff, dont on a maintenu la marche parfaitement régulière.

La courbe I représente le résultat obtenu avec de la paraffine, qu'on a coulée dans des moules en carton autour de la pile thermo-électrique. La partie moyenne de la courbe est une ligne droite, sa courbure initiale tient sans doute à la chaleur absorbée par les fils de fer et de maillechort immergés dans la paraffine ; le fait le plus



singulier, manifesté par cette courbe, c'est que la température continue à croître pendant six ou sept minutes après qu'on a arrêté la bobine. Cet effet tient à ce que les couches superficielles de la paraffine, s'étant solidifiées plus rapidement que les couches profondes, n'ont pas la même viscosité électrique. Elles s'échauffent plus que les couches profondes où sont immergées les soudures, et continuent à les échauffer après l'arrêt de la bobine.

Pour le vérifier, j'ai d'abord placé les deux soudures de la pile maillechort-fer dans un seul et même bloc, l'une au centre et l'autre à 3 millimètres de la surface ; c'est avec ce dispositif qu'on a obtenu la courbe n° II. Elle montre encore que la soudure superficielle s'échauffe plus que la soudure profonde ; toutes les particularités de cette courbe sont d'ailleurs faciles à interpréter. J'ai recommencé ensuite cette der-

nière expérience en coulant autour des soudures un morceau de paraffine de grande épaisseur, de façon à ce qu'elles fussent immergées dans des parties de même structure, et en coupant ensuite le bloc de façon qu'une des soudures fût superficielle et l'autre profonde ; dans ces conditions, la bobine, actionnée pendant trente minutes, n'a pas donné de différence de température supérieure à 0°,066, ce qui justifie l'interprétation donnée plus haut.

Il résulte de ces expériences que la viscosité d'un solide est très variable d'un échantillon à un autre. La détermination des constantes *a* et *b* qui définissent la viscosité dans nos formules sera donc, pour les solides, extrêmement difficile.

C'est ce qui m'a engagé à opérer sur les liquides, en les enfermant dans deux auges en ébonite dont l'une était munie d'armatures en laiton, de distance variable à volonté, et reliées à la bobine Ruhmkorff. La courbe III représente le résultat obtenu avec l'eau distillée récemment préparée et privée d'air. Les conditions de fonctionnement de la bobine, et la distance des armatures sont identiques à celles qui se rapportent à la courbe I. On voit cependant combien l'élévation de température est plus rapide pour l'eau que pour la paraffine ; en tenant compte de la différence des chaleurs spécifiques, on trouve que la chaleur dégagée est de 20 à 30 fois plus grande pour l'eau que pour la paraffine ; ce résultat ne serait pas attribuable à la conductibilité du liquide, car, en additionnant l'eau distillée de quelques gouttes d'eau ordinaire, on a retrouvé presque exactement le même échauffement. L'extrême viscosité de l'eau que nous constatons doit permettre d'expliquer les valeurs énormes que les méthodes statiques donnent pour son pouvoir inducteur, alors que les oscillations rapides donnent $K = 2$.

On peut remarquer que la courbe III est légèrement concave vers les abscisses. Ce résultat, retrouvé avec tous les liquides, tient à ce que la convection entraîne le liquide chaud vers le haut du vase ; les soudures thermo-électriques sont alors soustraites à son action. J'ai utilisé l'huile de vaseline (de densité 0,878), liquide qui est un bon diélectrique, en vue de vérifier la proportionnalité de l'échauffement électrique au carré du champ Φ_0, proportionnalité indiquée par notre formule (II). A cet effet, j'ai déterminé plusieurs valeurs de l'échauffement électrique en faisant varier la distance *d* des armatures du condensateur, les autres conditions restant les mêmes. Le champ Φ sera donc en raison inverse de *d*. Or voici les valeurs de la variation

de température Q, pour trente minutes, pour chaque valeur de d :

$d = 1^{cm},79$	$2^{cm},53$	$3^{cm},1$
$Q = 0^{o},106$	$0^{o},056$	$0^{o},0355$
$Qd = 0\ ,1907$	$0\ ,1416$	$0\ ,1100$
$Qd^2 = 0\ ,3392$	$0\ ,3584$	$0\ ,3408$
$Qd^3 = 0\ ,6074$	$0\ ,9072$	$1\ ,0543$

Qd^2 est donc très sensiblement constant, ce qui vérifie la loi de proportionnalité de l'échauffement électrique au carré du champ.

SUR LA VARIATION DE LA TEMPÉRATURE DE FUSION AVEC LA PRESSION ;

Par M. R. DEMERLIAC.

L'influence de la pression sur la fusion a fait le sujet de nombreuses études, et plusieurs physiciens ont récemment cherché la vérification de la formule de Clapeyron relative à ce phénomène [1], mais l'étude n'en a été faite sur un même corps qu'entre des limites de pression peu considérables.

I. — Les expériences que j'ai entreprises à ce sujet ont porté d'abord sur la benzine, dont la température de fusion est voisine de la température ordinaire. Elle est contenue dans un tube de verre, ouvert aux deux bouts, fixé verticalement sur le corps d'une presse hydraulique. La pression est obtenue au moyen d'un piston plongeur à vis, mû par un volant tournant sur pivot fixe, dispositif permettant de faire varier la pression très lentement, de la maintenir constante aussi longtemps qu'on le désire et d'atteindre plus de 300 atmosphères par l'action d'une seule main. Le manomètre métallique, système Schaeffer, a été étalonné à la tour Eiffel.

Les températures de fusion sont mesurées par la méthode du bolomètre qui permet, avec l'appareil, de mesurer des variations de température de 0°,001, et qui donne la facilité de noyer le conducteur thermométrique dans la masse sur toute sa longueur.

Ce conducteur est un fil très doux, enroulé en hélice sur un support de buis évidé, placé dans la benzine de façon à être traversé par le courant de la pile, quelle que soit la pression exercée. Il forme, avec un rhéostat, une branche d'un pont de Wheatstone, de façon à pouvoir compenser exactement sa variation de résistance et à opérer

---

[1] VON FERCHE, *Annales de Wiedemann*, 1891. — DE VISSER, *Recueil des travaux chimiques des Pays-Bas*, 1892.

toujours à intensité, c'est-à-dire à sensibilité constante par la méthode de réduction à zéro.

Le rhéostat se gradue à l'avance en fractions de degré, dans les conditions mêmes où l'on opère en soumettant le fil, placé dans le tube, à des variations de température connues au voisinage des points de fusion à déterminer.

Le faible accroissement de résistance du fil comprimé est mesuré, et la correction facile à faire.

Le tube de verre est remplacé, quand la pression doit dépasser 150 atmosphères, par un tube d'acier de mêmes dimensions.

Ayant trouvé la chaleur de fusion de la benzine, la variation de volume qu'elle éprouve au moment de la fusion sous la pression normale, on peut chercher dans quelles limites, *avec ces données*, la formule est applicable.

La variation dT de la température de fusion correspondant à une variation dp de pression de 1^{atm}, calculée, est de..........	$0^\circ,02936$
déterminée expérimentalement entre 1^{atm} et 10^{atm}............	$0^\circ,0294$
Différence................	$0^\circ,00004$

inférieure aux erreurs d'observation.

Avec le même appareil j'ai étudié la paratoluidine et la naphtylamine α, après avoir déterminé pour chacun de ces corps la chaleur de fusion et la variation de volume qu'ils éprouvent au moment de la fusion sous la pression normale.

Avec ces données, la variation dT de la température de fusion correspondant à une variation dp de pression de 1 atmosphère :

1° Calculée pour la paratoluidine est de.....	$0^\circ,0188$
Observée entre 1^{atm} et 10^{atm}..............	$0^\circ,0187$
Différence.............	$0^\circ,0001$

inférieure aux erreurs d'observation :

2° Calculée pour la naphtylamine α est de ...	$0^\circ,0170$
Observée entre 1^{atm} et 10^{atm}..............	$0^\circ,0170$
Différence.............	$0^\circ,0000$

On peut donc conclure que la formule de Clapeyron, relative à la fusion, est rigoureuse et que, par conséquent, si l'on y introduit les valeurs de dT, $(u' - u)$ et L, trouvées expérimentalement, on en peut déduire la valeur de l'équivalent mécanique de la chaleur.

II. — J'ai ensuite déterminé, à des pressions croissantes, l'accroissement de la température de fusion correspondant à un même accroissement de pression ; le corps étant comprimé dans un espace clos au moyen du mercure, c'est-à-dire en évitant l'influence de la lumière et d'un gaz quelconque, j'ai constaté que, dans ces conditions, cet accroissement allait en diminuant et tendait vers zéro.

Avec la benzine, les mesures ont été faites de 10 atmosphères en 10 atmosphères jusqu'à 450 atmosphères, et les résultats, moyennes d'un très grand nombre d'expériences, permettent la construction d'une courbe en prenant comme ordonnées les accroissements de la température de fusion et comme abscisses les pressions en atmosphères. Cette courbe tourne sa concavité vers l'axe des pressions.

J'ai trouvé, en calculant l'équation d'une hyperbole rapportée aux mêmes axes et passant par cinq de ses points, que cette hyperbole se confond d'une façon si satisfaisante avec la courbe expérimentale qu'on peut considérer cette dernière comme une portion d'hyperbole. Les différences entre les températures de fusion, calculées à l'aide de l'équation, et les températures trouvées expérimentalement, ne dépassent pas 0°,001, inférieures, par conséquent, aux erreurs d'observation. Au-delà de 330 atmosphères, la courbe se rapproche d'une parallèle à l'axe des pressions, c'est-à-dire qu'au-delà de cette pression le quotient $\frac{dT}{dp}$ tend vers zéro.

Ce résultat ne paraissant pas confirmer ceux de M. Damien [1], j'ai refait les mêmes déterminations sur la paratoluidine et la naphtylamine α, corps étudiés par MM. Battelli et Damien.

Avec la paratoluidine, l'équation de l'hyperbole, qui passerait par cinq des points de la courbe expérimentale, permet de calculer les résultats suivants :

Les points de fusion ayant servi au calcul correspondent aux pressions 1, 20, 50, 100, 150 atmosphères.

Pressions.	Accroissement de la température de fusion.		Différences.
	Observé.	Calculé.	
atm.	o	o	o
10..........	0,187	0,187	0,000
40..........	0,663	0,664	+ 0,001
80..........	1,114	1,113	— 0,001
120..........	1,333	1,334	+ 0,001
160..........	1,428	1,429	+ 0,001
180..........	1.430	1,430	0,000

[1] *Comptes Rendus de l'Acad. des Sciences*, t. CXII ; 1891.

Les conclusions sont donc les mêmes que précédemment ; $\frac{dT}{dp}$ tend vers 0 quand p croît au-delà de 180 atmosphères.

Avec la naphtylamine α, j'ai trouvé des résultats confirmant les conclusions précédentes ; $\frac{dT}{dp}$ tend vers 0 quand p croît au-delà de 150 atmosphères.

En conséquence, on peut conclure que la variation de la température de fusion, sous l'influence de la pression, peut être représentée par une courbe hyperbolique, et que cette variation tend vers une limite finie quand la pression augmente indéfiniment.

SUR LE CALCUL DE $\frac{C}{c}$ PAR LA MÉTHODE DITE DE CLÉMENT ET DESORMES;

Par M. R. SWYNGEDAUW.

Dans le calcul classique de $\frac{C}{c}$ par la méthode dite de Clément et Desormes, on regarde comme négligeable la variation de volume de l'air du récipient, déterminée par l'ascension du liquide manométrique après la compression adiabatique ; on tient compte néanmoins de la variation de pression correspondante. On commet ainsi une erreur systématique qui n'est pas toujours négligeable. Je vais montrer comment on peut la calculer.

Considérons le récipient de Clément et Desormes muni d'un manomètre à liquide plongeant dans une cuvette. Envisageons le gaz sous les trois états suivants : 1° au commencement ; 2° à la fin de la compression adiabatique ; 3° lorsque la température du gaz intérieur a repris sa valeur primitive. Désignons par p, v, t, la pression, le volume spécifique et la température du gaz intérieur, et affectons ces lettres des indices 1, 2, 3, suivant qu'elles se rapportent aux états 1, 2, 3.

En appliquant le théorème de Reech sous sa forme la plus générale on a :

$$(1)\qquad \frac{C}{c} = \frac{p_2 - p_1}{p_3 - p_1} \cdot \frac{v_3 - v_1}{v_2 - v_1}.$$

Dans le calcul classique on pose :

$$(2) \qquad k = \frac{v_3 - v_1}{v_2 - v_1} = 1,$$

et on obtient :

$$(3) \qquad \frac{C}{c} = \frac{p_2 - p_1}{p_3 - p_1}.$$

Pour évaluer le terme correctif k, supposons la compression adiabatique infiniment petite (cas où la formule précédente s'applique rigoureusement), et appliquons les lois de Mariotte et de Gay-Lussac.

Pour chaque transformation du gaz, on peut écrire :

$$(4) \qquad pdv + vdp = \mathrm{R}dt,$$

R étant une constante ; dp, dv, dt, les variations de p, v, t.

Appliquons l'équation aux trois transformations suivantes : le gaz passe : 1° de l'état 1 à l'état 2 ; 2° de l'état 2 à l'état 3 ; 3° de l'état 3 à l'état 1. En tenant compte de l'égalité $t_1 = t_3$, les transformations 1, 2, 3 donnent :

$$(5) \qquad p\,(v_2 - v_1) + v\,(p_2 - p_1) = \mathrm{R}\,(t_2 - t_1)$$

$$(6) \qquad p\,(v_2 - v_1) + v\,(p_3 - p_2) = \mathrm{R}\,(t_2 - t_2)$$

$$(7) \qquad p\,(v_1 - v_3) + v\,(p_1 - p_3) = 0$$

d'où l'on tire :

$$k = \frac{1}{1 + \frac{p}{p_1 - p_3}\,\frac{v_2 - v_3}{v}},$$

et :

$$\frac{C}{c} = \frac{p_2 - p_1}{p_2 - p_3} \cdot \frac{1}{1 + \frac{p}{p_1 - p_3}\,\frac{v_2 - v_3}{v}}.$$

Le facteur correctif k est toujours supérieur à l'unité et il est donné en fonction de grandeurs directement mesurables sur l'appareil. Si on prend comme unité de masse la masse de gaz qui est renfermée dans l'appareil à la fin de la transformation adiabatique, v est le volume du récipient et du tube manométrique, $v_2 - v_3$ est la variation de volume due à l'ascension du liquide après la transformation adiabatique. Si dans les états 1 et 2 le liquide manométrique monte respectivement à des hauteurs h et h' au-dessus du niveau de la surface libre dans la

cuvette, si dans l'état (2) le gaz intérieur est à la pression atmosphérique mesurée par une colonne du liquide manométrique de hauteur H, si U est la section du tube, en prenant pour le rapport $\frac{h}{h-h'}$ la valeur 1,4, donnée par l'expérience, on a

$$\frac{C}{c}=\frac{h}{h-h'}\cdot\frac{1}{1-0{,}4\,\frac{Hu}{v}}.$$

Avec un manomètre à huile de $\frac{1}{2}$ centimètre carré de section et un récipient de 20 litres, quand le calcul classique donne :

$$\frac{C}{c}\frac{h}{h-h'}=1{,}4,$$

le calcul précédent fournit 1,414 ; la correction est 0,014.

Quand le manomètre est un tube en U, la correction est deux fois plus petite. Dans certaines expériences de Cazin où la pression est de 8 à 9 atmosphères, la correction peut atteindre 5 à 6 centièmes.

Cette correction est négligeable dans les expériences de M. Röntgen et n'intervient pas dans la méthode de M. Maneuvrier.

Conclusion. — La loi de Mariotte n'intervenant dans le calcul précédent que pour évaluer le facteur correctif, la méthode dite de Clément et Desormes peut donner des résultats précis pour tous les gaz, sans qu'il soit nécessaire de connaître leur loi de compression isothermique, pourvu qu'on évalue avec précision la pression finale dans l'opération adiabatique.

UNE PROPRIÉTÉ DE LA CHALEUR DE VAPORISATION DES GAZ LIQUÉFIÉS ;

Par M. GERRIT BAKKER.

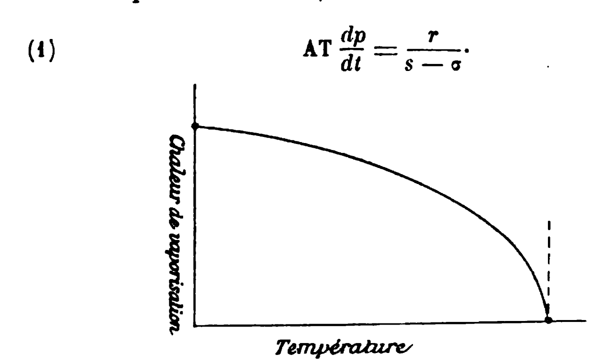
Dans un travail remarquable, M. Mathias a construit la courbe qui relie la chaleur de vaporisation r à la température T et trouvé, pour CO^2 et Az^2O, que la tangente à cette courbe (obtenue en prenant la température pour abscisse et la chaleur de vaporisation pour ordonnée) est, pour la température critique, perpendiculaire à l'axe des abscisses ; c'est-à-dire que l'on a, à cette température,

$$\frac{dr}{dT}=-\infty.$$

On peut prouver, de la manière suivante, que c'est là une propriété générale de la chaleur de vaporisation.

Soient s et σ les volumes spécifiques de la vapeur saturée et du liquide, p la pression de la vapeur saturée, A l'inverse de l'équivalent mécanique de la calorie, on a :

(1) $$AT\frac{dp}{dt} = \frac{r}{s - \sigma}.$$



A la température critique $s = \sigma$, $r = 0$, de sorte que le second membre de cette égalité se présente sous la forme illusoire $\frac{0}{0}$.

D'après le théorème de L'Hôpital, on doit avoir, à la température critique,

(2) $$AT\frac{dp}{dt} = \frac{\frac{dr}{dT}}{\frac{ds}{dT} - \frac{d\sigma}{dT}}.$$

D'après la forme des isothermes, la tangente à la courbe des volumes spécifiques étant horizontale au point critique, on a $\frac{dp}{d\sigma} = \frac{dp}{ds} = 0$.

Au voisinage du point critique on a, ε et ε' étant de petites quantités positives,

$$\frac{dp}{d\sigma} = +\varepsilon, \qquad \frac{dp}{ds} = -\varepsilon'.$$

On a évidemment:

$$\frac{dT}{d\sigma} = \frac{dT}{dp} \cdot \frac{dp}{d\sigma}.$$

Au point critique $\frac{dT}{dp}$ a une valeur finie, $\frac{dp}{d\sigma} = +\varepsilon$; donc:

$$\frac{d\sigma}{dT} = +\infty.$$

On trouverait de la même manière, au point critique,

$$\frac{ds}{dT} = -\infty.$$

Par suite, dans ces conditions,

$$\frac{ds}{dT} - \frac{d\sigma}{dT} = -\infty.$$

La fraction

$$\frac{\frac{dr}{dT}}{\frac{ds}{dT} - \frac{d\sigma}{dT}}$$

est finie au point critique en vertu de la relation (1), parce que $\frac{dp}{dT}$ est fini et positif; on doit donc avoir nécessairement dans ces conditions

$$\frac{dr}{dT} = -\infty.$$

C. Q. F. D.

Pour la chaleur de vaporisation interne ρ, qui est reliée à r par l'équation

$$\rho = r - Ap(s - \sigma),$$

la même propriété subsiste, car

$$\frac{d\rho}{dT} = \frac{dr}{dT} - Ap\left(\frac{ds}{dT} - \frac{d\sigma}{dT}\right) - A(s - \sigma)\frac{dp}{dT}.$$

Le dernier terme du second membre est nul au point critique. L'ensemble des deux autres peut s'écrire, en vertu de (2),

$$\frac{d\rho}{dT} = A\left(T\frac{dp}{dT} - p\right)\left(\frac{ds}{dT} - \frac{d\sigma}{dT}\right).$$

L'expression $T\frac{dp}{dT} - p$ étant essentiellement finie et positive (parce que l'accroissement relatif de pression est supérieur à l'accroissement relatif correspondant de la température), il s'ensuit qu'au point critique $\frac{d\rho}{dT}$ a pour limite $-\infty$.

J. EVERETT. — On Resultant Tones (Sur les sons résultants).
***Phil. Mag.*, 5e série, t. XLI, p. 199; 1896.**

L'auteur rappelle la théorie généralement admise des sons résultants. Cette théorie ne lui paraît pas pouvoir rendre compte des sons résultants graves que l'on entend quelquefois.

Soient deux sons simples dont les vibrations sont dans le rapport de m à n, la fraction $\frac{m}{n}$ étant irréductible. On peut considérer ces deux sons comme deux harmoniques d'un même son fondamental 1. Le mouvement vibratoire résultant de leur superposition, développé suivant la série de Fourier, se réduira rigoureusement à deux termes, représentant les harmoniques d'ordre m et n ; mais, si l'on déforme, même très légèrement, la vibration résultante, le développement en série comprendra en général une infinité de termes, et par conséquent tous les harmoniques, y compris le son fondamental, qui, d'après l'auteur, ne peut manquer de prédominer.

Partant de cette observation, M. Everett examine le mode de transmission d'une vibration sonore à l'intérieur de l'oreille et attribue aux différents obstacles qu'elle rencontre avant d'arriver aux fibres de Corti, et notamment au jeu de l'articulation entre l'enclume et le marteau, la déformation de l'onde qui introduit les sons résultants.

Le principal son résultant, le son 1, ne coïncidera pas avec le premier son de différence, à moins que m et n ne soient deux nombres consécutifs.

L'auteur a vérifié par ses propres expériences et aussi par l'étude des résultats donnés par M. Kœnig que, lorsque le premier son de différence et le fondamental commun ne sont pas identiques, ce dernier prédomine généralement et est souvent même le seul entendu. Il cite à l'appui de cette assertion plusieurs exemples numériques dont une partie se retrouve dans le livre de M. Kœnig (1).

Poussant plus loin son étude, l'auteur a pu produire ces sons résultants graves au moyen d'un violon et a pu même obtenir le renforcement au moyen d'un résonnateur d'Helmholtz convenablement choisi.

En résumé, M. Everett, sans contester complètement la théorie

(1) Kœnig, *Expériences d'acoustique*, p. 103.

actuelle, pense que les phénomènes auxquels elle est réellement applicable ont seulement une faible part dans la production des sons résultants.

C. Hemardinquer.

DEWAR. — New researches on liquid air (Nouvelles recherches sur l'air liquide). *Royal Inst. of Great-Britain, weekly, evening meeting;* 27 mars 1896.

Ce mémoire contient toute une partie de polémique dont nous ne nous occuperons pas. Nous nous bornerons à résumer les progrès récents réalisés par M. Dewar dans la production de l'air liquide et dans l'étude de ses propriétés.

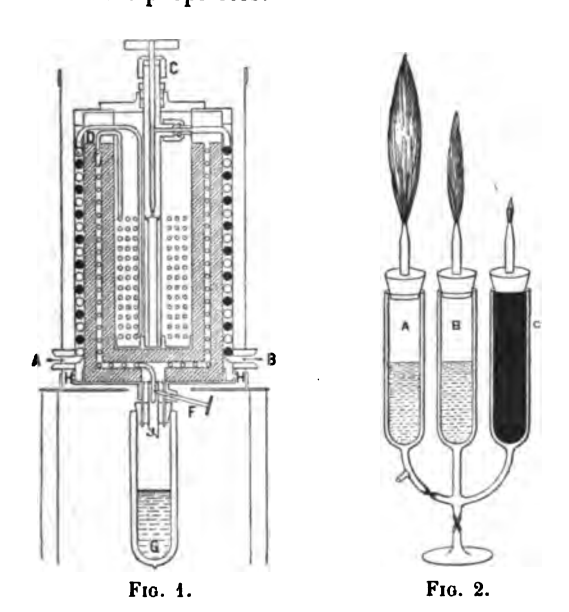


Fig. 1. Fig. 2.

1. La *fig.* 1 représente la section d'un appareil de laboratoire pour la préparation de l'oxygène ou de l'air liquides. Son principe est celui de l'appareil employé par M. Pictet dès 1878. A est l'orifice d'introduction de l'oxygène ; l'acide carbonique, dont la détente doit refroidir l'oxygène à — 79°, s'introduit en B, et sa détente est réglée par le robinet à pointeau C ; le robinet à pointeau F règle la détente de l'oxygène ; en H sont les orifices de sortie communs à l'acide carbonique et à l'oxygène ; les tubes à section noire sont les tubes à acide carbonique. G est un récipient dans la double paroi

duquel on a fait le vide : il est destiné à recueillir le gaz liquéfié.

A l'aide de cet appareil, on obtient aisément 100 centimètres cubes d'oxygène liquide. Le gaz est comprimé d'avance dans des récipients à la pression de 150 atmosphères et ne doit pas être employé à moins de 100. Quand on veut, au lieu d'oxygène, obtenir de l'air liquide, il faut faire le vide dans l'appareil à circulation d'acide carbonique jusqu'à un pouce de mercure environ, de manière à abaisser la température de l'air à — 115° avant sa détente.

2. Pour conserver les gaz liquéfiés, les tubes à double paroi vide sont très avantageux, surtout si leurs parois internes ont été argentées. La *fig.* 2 représente trois tubes de mêmes dimensions ; mais, dans A, l'espace annulaire contient de l'air ; dans B, il est vide; dans C, il est vide et à parois argentées. Les trois tubes contiennent de l'éthylène liquide au même niveau. Les trois bouchons portent des tubes effilés identiques à l'extrémité desquels on enflamme le gaz. Le volume de la flamme est réduit de A à B et à C dans les rapports indiqués sur la figure.

3. Si on fait le vide dans un récipient à double paroi vide et argentée contenant primitivement 1 litre d'air liquide, on peut obtenir jusqu'à un demi-litre d'air solide qui ne mettra pas moins d'une demi-heure à disparaître. Cet air a l'apparence d'une gelée épaisse et transparente qui, placée dans un champ magnétique, laisse écouler de l'oxygène liquide : il est donc constitué par une gelée d'azote contenant de l'oxygène liquide.

L'air solide fond presque instantanément au contact de l'air refroidi jusqu'à la température de son point d'ébullition, en provoquant la liquéfaction d'une certaine quantité supplémentaire du gaz. La *fig.* 3 représente un appareil de cours pour montrer le double phénomène de la solidification de l'air et de sa fusion au contact d'air en excès. Le vase G à double paroi en contient un autre B plus petit. A est une sorte de pipette contenant de l'air liquide. Les robinets D et E mettent l'intérieur de A ou l'intérieur de G en communication avec la machine pneumatique. En ouvrant d'abord D, on peut amener l'air liquide à — 210° ; si alors on ferme D et qu'on ouvre C, on fait écouler dans B de l'air liquide qui ne tarde pas à se solidifier. Il se liquéfie de nouveau, si on laisse rentrer de l'air par F, et le volume du liquide contenu dans B augmente visiblement. Par le jeu des robinets C, D, F, on peut répéter un certain nombre de fois la double expérience, avant d'avoir épuisé le réservoir A.

4. L'appareil représenté (*fig.* 4) permet de comparer, au point de vue de la facilité de leur liquéfaction, deux échantillons de gaz enfermés dans des ballons scellés A, B sous des pressions quelconques; par exemple de l'oxygène à la pression de $0^{atm},21$ et de l'azote à la pression de $0^{atm},79$. C'est un récipient à air liquide au-dessus duquel on fait le vide.

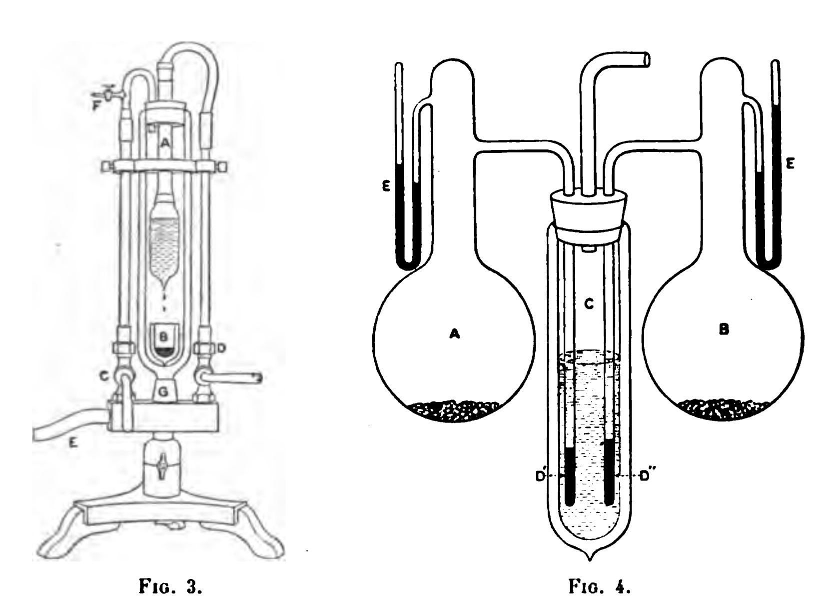


Fig. 3. Fig. 4.

Si A et B contiennent de l'air, et que, d'un trait de chalumeau, on les sépare de D' et D'', après qu'une certaine quantité d'air s'y est liquéfiée, on constate que la composition de l'air dans les ballons s'écarte peu de la composition normale ; deux expériences ont donné 21,19 et 20,7 0/0 d'oxygène : les deux gaz constituants du mélange se liquéfient donc en même temps et à peu près dans la même proportion.

5. On peut effectuer des pesées hydrostatiques dans l'oxygène liquide contenu dans un vase à double paroi vide et argentée, presque aussi commodément que dans l'eau, ce qui permet d'obtenir la densité de l'oxygène liquide. Des expériences ont été réalisées avec une vingtaine de substances solides différentes. On a corrigé les densités brutes obtenues pour l'oxygène liquide, en tenant compte de la variation de volume du solide pesé, par le moyen des formules de dilatation données par Fizeau, que l'on a extrapolées pour les basses

températures. On a ainsi trouvé en moyenne 1,1378 à la température de — 183°.

Pour l'air liquide on a trouvé une densité de 0,910, tandis que la densité de l'azote à son point d'ébullition est 0,850 ; mais on ne peut attacher de grande importance au nombre trouvé pour l'air, car la composition de l'air liquide, conservé dans les récipients à paroi vide, varie rapidement par suite de l'évaporation de l'azote. Toutefois, de l'air liquide s'évaporant depuis trente heures est encore loin d'être de l'oxygène pur.

6. Le mémoire de M. Dewar se termine par l'étude de la pression nécessaire pour qu'un jet de gaz se liquéfie partiellement. L'appareil consiste en un tube enroulé en spirale, refroidi dans un réfrigérant approprié (acide carbonique ou air liquide), et terminé par un orifice de la dimension d'un trou d'aiguille, qui remplace le robinet à pointeau. Le jet de gaz est dirigé dans l'intérieur d'un tube à double paroi vide dans lequel on recueille les gouttelettes produites. De l'oxygène à 100 atmosphères refroidi à — 79° commence à donner des gouttelettes visibles, mais de l'air à cette température exige l'emploi d'une pression de plus de 180 atmosphères. Une pression de 100 atmosphères suffit pour l'air à — 115°.

En ce qui concerne l'hydrogène, dont la température critique est très basse et la pression critique peu élevée, M. Dewar montre qu'on gagne peu de chose à augmenter la pression sous laquelle on lance le jet d'hydrogène : ce qui importe, c'est d'abaisser la température. De l'hydrogène à — 194° (point d'ébullition de l'air) est encore à une température égale à deux fois et demie sa température critique, et sa liquéfaction directe, à partir de cette température, serait comparable à celle de l'air puisé dans une atmosphère à 60°. L'auteur a cependant pu produire de l'hydrogène liquide avec une température de —200° et une pression de 200 atmosphères, mais le liquide n'a pu être réuni en quantité notable, eu égard à son faible poids spécifique et à la rapidité du courant gazeux. Si l'on place dans le jet d'hydrogène de l'oxygène ou de l'air liquides, ils sont promptement transformés en une neige blanche, d'aspect tout différent de la gelée ordinaire d'air solide : l'oxygène a une couleur un peu bleutée, et présente, par réflexion, les bandes d'absorption de l'oxygène liquide.

E. Bouty.

LIVEING et DEWAR. — On the refraction and absorption of liquid oxygen, and the absorption spectrum of liquid air (Sur la réfraction et l'absorption de l'oxygène liquide, et le spectre d'absorption de l'air liquide). *Phil. Mag.*, t. XL, p. 268 ; 1895.

Les indices de réfraction de l'oxygène liquide ont été déterminés par une variante de la méthode de réflexion totale, imaginée par M. E. Wiedemann [1] et déjà employée par les auteurs, sous une forme quelque peu défectueuse [2], en 1893.

Un vase sphérique, contenant l'oxygène liquide, est argenté extérieurement, sauf sur deux plages étroites aux extrémités d'un diamètre horizontal AB. Ce vase fonctionne comme une lentille et concentre sur la fente d'un spectroscope l'image d'une source lumineuse linéaire. Une mince lame d'air est comprise entre deux plaques de verre parallèles mobiles autour d'un axe vertical dont le système plonge, au centre du vase, dans l'oxygène liquide. On fait tourner le système de plaques jusqu'à ce qu'une radiation de longueur d'onde déterminée éprouve la réflexion totale; il suffit de mesurer l'inclinaison de la normale aux plaques, par rapport à la ligne AB, pour en déduire l'indice de réfraction de l'oxygène liquide pour la radiation considérée. On trouve ainsi :

	λ	n
Cadmium	4416	1,2249
	6438	1,2211
Thallium.........	5350	1,2219
Lithium..........	6705	1,2210
Sodium..........	3892	1,2114

La constante de réfraction peut être calculée soit d'après la formule de Gladstone $\left(\frac{n-1}{d}\right)$, ou d'après celle de Lorentz $\frac{n^2-1}{(n^2+2)} \cdot \frac{1}{d}$. En prenant pour la densité d de l'oxygène liquide le nombre 1,137, on trouve ainsi, pour le vert moyen, respectivement 0,1953 et 0,1242, tandis qu'on déduit, de la densité de l'oxygène gazeux trouvée par Regnault et de l'indice de réfraction du même gaz donné par M. Mascart, les valeurs 0,18947 et 0,12631 de cette constante. La formule de Lorentz fournit donc des résultats presque identiques pour l'oxygène sous les deux états.

---

(1) *Archives de Genève*, t. LI, p. 440 ; 1874.
(2) *Phil. Mag.*, t. XXXVI, p. 330; 1893.

Les mesures qui précèdent suffisent pour déterminer les constantes de la formule de Cauchy réduite à deux termes :

$$n - 1 = a\left(1 + \frac{b}{\lambda^2}\right),$$

et donnent : $a = 1,2181$; $b = 0,0064$.

Ce dernier nombre paraît identique à celui qui convient à l'oxygène gazeux.

Le reste du mémoire de MM. Liveing et Dewar se rapporte à la comparaison de l'intensité de certaines bandes d'absorption de l'oxygène dans les spectres de l'oxygène et de l'air liquide, et à la vérification approchée, sur ces gaz liquéfiés, d'une loi empirique, énoncée par M. Janssen, relativement à la variation d'intensité des mêmes bandes avec la densité de l'oxygène gazeux.

E. Bouty.

J.-A. FLEMING et J. DEWAR. — On the magnetic permeability of liquid oxygen and liquid air (Sur la perméabilité magnétique de l'oxygène et de l'air liquides). *Proceed. of the Royal Society*, t. LX, p. 283 ; 1896.

Les auteurs comparent la perméabilité de l'oxygène liquide à celle de l'oxygène gazeux à la température d'ébullition normale — 182°. A cet effet, ils déterminent le rapport du coefficient d'induction mutuelle de deux bobines, suivant que leur système est plongé dans l'oxygène liquide, ou dans la couche gazeuse de même température placée au dessus.

L'oxygène bouillant est contenu dans un récipient de 53 centimètres de hauteur et de 7 centimètres de large à l'intérieur, que l'on a préalablement vidé d'air [1].

Les deux bobines sont des solénoïdes fermés enroulés l'un autour de l'autre et constituent, par conséquent, un transformateur circulaire à noyau d'oxygène liquide ou d'oxygène gazeux. La bobine primaire présente des spires rectangulaires de 8 centimètres de haut et de $1^{cm},8$ de large et peut supporter un courant de 50 ampères : elle produit, suivant son axe, un champ magnétique qui a varié dans ces expériences de 35 à 221 C. G. S.

Pour effectuer une mesure : 1° On équilibre l'induction mutuelle

[1] Une expérience complète consomme 4 à 5 litres d'oxygène liquide.

des deux bobines A et B du transformateur, placé dans l'oxygène gazeux, par l'induction mutuelle de deux bobines A′, B′ placées dans l'air extérieur et appartenant respectivement au circuit primaire et au circuit secondaire. La bobine B′ pénètre plus ou moins profondément dans A′ et constitue ainsi un système à induction variable entre certaines limites ; on règle le système A′B′ de telle sorte que l'inversion du courant primaire ne produise aucune impulsion sur un galvanomètre balistique placé dans le circuit secondaire ; 2° On enfonce le transformateur dans l'oxygène liquide, ce qui détruit la compensation, et l'on note l'impulsion D du galvanomètre correspondant à l'inversion du courant primaire ; 3° pour étalonner le galvanomètre, on sépare le système AB du système A′B′, et on mesure l'impulsion d produite, sur le galvanomètre, par l'inversion d'un courant i, d'intensité très inférieure à celle du courant I employé dans l'expérience de compensation. On calcule la perméabilité μ de l'oxygène liquide rapportée à celle de l'oxygène gazeux par la formule :

$$\frac{D}{\frac{I}{i}d} = \mu - 1.$$

Le tableau suivant résume les expériences. La première colonne donne l'intensité I en ampères, la seconde le champ F correspondant, en unités C. G. S., la troisième la perméabilité μ calculée.

I	F	μ
8,037	35,2	1,00250
28,13	123	1,00246
37,8	165,4	1,00260
36,8	161	1,00297
50,5	220,9	1,00304

Les auteurs ne considèrent pas la précision des mesures comme suffisante pour décider si μ est une constante ou une fonction de l'intensité du champ. Ils se bornent à adopter pour cette grandeur la valeur moyenne 1,00287 résultant des trois dernières expériences. Ils s'appuient sur les résultats bien connus des expériences de M. P. Curie [1], relatives à la perméabilité magnétique de l'oxygène gazeux, pour calculer une limite du facteur de correction qui ramènerait au vide la valeur brute de μ déterminée par eux. Ce facteur ne

[1] *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 207; 1895.

dépasserait pas 1,00002, c'est-à-dire n'altérerait pas le résultat d'une quantité appréciable eu égard au degré de précision des mesures.

La perméabilité de l'oxygène liquide à — 182° est supérieure à celle que présente à la température ordinaire, d'après M. Townsend [1], une solution saturée de perchlorure de fer; elle est très sensiblement inférieure à celle de divers alliages solides de fer communément considérés comme non magnétiques, par exemple l'acier à 12 0/0 de manganèse de M. Hadfield.

Des expériences réalisées sur l'*air liquide* ont donné $\mu = 1,00240$. Cet air liquide en ébullition change de composition pendant la durée de l'expérience et contient tout au moins 75 à 80 0/0 d'oxygène. Il ne faut donc attribuer qu'une très médiocre importance à cette dernière détermination.

E. Bouty.

J.-A. FLEMING et J. DEWAR. — On the dielectric constant of liquid oxygen and liquid air (Sur la constante diélectrique de l'oxygène et de l'air liquides). *Proceed. of the Royal Soc.*, t. LX, p. 358; 1896.

L'oxygène et l'air liquides sont des isolateurs aussi parfaits que le pétrole, par exemple. On peut donc mesurer leur constante diélectrique avec assez de précision, même avec des durées de charge de plusieurs secondes.

Les auteurs emploient un condensateur formé de dix-sept plaques d'aluminium de 5 centimètres de large et de 15 centimètres de long, séparées par des cales de crown de 1 millimètre d'épaisseur; ces plaques communiquent, de deux en deux, par des fils métalliques, de façon à constituer deux armatures formées l'une de neuf plaques, l'autre de huit. Ce condensateur possède, dans l'air à 15°, une capacité de 0,001031 microfarad. On peut l'enfoncer entièrement dans l'oxygène liquide.

La méthode employée consiste à charger, 10 fois par exemple, ce condensateur A à un potentiel V assez élevé, soit 100 volts, et à le décharger sur un condensateur B de grande capacité connue (0,5 microfarad); on mesure ensuite la charge totale acquise par B, en le déchargeant sur un galvanomètre balistique. Cette opération est répétée en plaçant le condensateur A : 1° dans l'oxygène liquide à

---

(1) Townsend, *Phil. Trans.*, t. CLXXXVII, 1re partie; 1896.

— 182°; 2° dans l'air à 15°. La constante diélectrique K s'obtient en multipliant le rapport des impulsions galvanométriques par un facteur correctif, voisin de l'unité, que les auteurs se bornent à déterminer approximativement. Ils trouvent ainsi :

$$K = 1,491.$$

Le produit de ce nombre K par la perméabilité magnétique μ égal, d'après le mémoire précédent (1), à 1,00287, est :

$$K\mu = 1,495.$$

D'autre part, l'indice de réfraction de l'oxygène liquide a été déterminé antérieurement par MM. Liveing et Dewar (2), pour une série de longueurs d'ondes; on en déduit, pour l'indice limite,

$$n_\infty = 1,2181,$$

d'où :

$$n^2_\infty = 1,4837.$$

L'oxygène liquide obéit donc très approximativement à la loi de Maxwell (3).

Des expériences réalisées sur l'*air liquide* donnent :

$$K = 1,495.$$

E. Bouty.

P. ZEEMAN. — On the influence of magnetism on the nature of the light emitted by a substance (Influence du magnétisme sur les radiations émises par les corps). *Communications from the laboratory of physics of the university of Leyden*. N° 33; oct.-nov. 1896.

1° Entre les deux pôles d'un électro-aimant Ruhmkorff, on place un bec Bunsen donnant la flamme jaune du sel marin. La lumière est reçue sur un réseau de Rowland très dispersif et observée à l'aide d'un oculaire à réticule; quand on actionne l'électro, les deux raies D

(1) Voir ci-dessus, p. 141.
(2) Voir ci-dessus, p. 139.
(3) Une note ajoutée à ce mémoire se rapporte à la comparaison de la susceptibilité magnétique par unité de volume de l'oxygène, d'après les expériences des auteurs sur l'oxygène liquide à — 182° et celles de Faraday et de E. Becquerel sur l'oxygène gazeux à 15°. Le rapport des susceptibilités est 1594, tandis que celui des densités est 849. Ainsi la susceptibilité magnétique est, à masse égale, environ deux fois plus forte pour l'oxygène liquide que pour l'oxygène gazeux.

paraissent s'élargir (environ de 3 ou 4 fois leur largeur primitive). Quand on arrête l'électro, elles reviennent instantanément à leurs dimensions premières. Dans une autre expérience, l'auteur évalue l'élargissement total de chacune des raies à environ $\frac{1}{40}$ de l'intervalle qui les sépare, le champ magnétique dans les flammes étant environ de 10^4 C. G. S. Cet élargissement correspondrait à une altération de la période de vibration de $\frac{1}{40000}$ de part et d'autre de sa valeur normale.

La raie rouge du lithium a donné naissance au même phénomène.

2° M. Zeeman produit les raies D d'absorption en faisant passer la lumière de l'arc électrique dans un tube chauffé, placé entre les pôles de l'électro, et contenant du sodium en vapeur. Quand on excite l'électro, les deux raies sombres du sodium paraissent plus noires et plus larges.

3° Les spectres de bandes ne donnent pas lieu à un effet semblable ; en plaçant dans un tube, entre les pôles de l'électro, de l'iode chauffé, on obtient, avec le réseau et l'oculaire, un spectre d'absorption formé de raies noires très fines et très voisines ; elles ne sont nullement altérées par la production du champ magnétique.

4° Les bords des raies D, élargies par le champ magnétique, sont polarisés circulairement. Pour le constater, on place la flamme contenant le sodium entre les deux pôles, et le réseau à l'extrémité du canal percé axialement dans l'électro. On observe toujours avec un oculaire à réticule ; entre le réseau et le réticule on place une lame quart d'onde et un nicol. Par une rotation de l'analyseur de 90°, on peut recevoir à volonté les rayons circulaires droits, ou circulaires gauches. En étudiant avec ce dispositif une des raies D, élargie par l'aimant, on supprime à volonté le côté gauche ou le côté droit de la raie, suivant la position de l'analyseur.

5° En faisant tourner l'électro-aimant de 90° dans un plan horizontal, de manière à rendre ses lignes de force perpendiculaires à la ligne qui va de la source au réseau, les bords de la raie élargie paraissent être polarisés rectilignement.

L'auteur voit dans l'ensemble de ces faits la confirmation d'une théorie de M. Lorenz (1). D'après cette théorie, tous les corps ren-

(1) Lorenz, *La théorie électromagnétique de Maxwell*. Leyde, 1882.

ferment de petites particules pondérables électrisées ; les vibrations de ces ions créent les phénomènes électriques et lumineux, et peuvent être altérées par l'action d'un champ magnétique de manière à produire précisément les effets signalés par M. Zeeman.

L. HOULLEVIGUE.

A. WATERMANN. — The specific heats of the Metals (Recherches sur la chaleur spécifique des métaux). *The Physical Review*, t. IV, p. 961 ; 1896.

La méthode employée est celle des mélanges, modifiée par Hesehus [1].

On compense l'élévation de température due à l'introduction du corps chaud en ajoutant de l'eau froide, de telle sorte que la température du calorimètre reste fixe.

La chaleur spécifique moyenne entre 22° et 100° est :

Bismuth (chimiquement pur)	0,03035
Étain —	0,05453
Aluminium (pur à 99,9 0/0)	0,21996
Cuivre (pur à 99,98 0/0)...................	0,09471
Or (moins pur que les précédents).........	0,03068
Zinc --	0,09547

L. HOULLEVIGUE.

R.-W. WOOD. — Experimental determinations of the temperature in Geissler tubes (Mesure de la température à l'intérieur des tubes de Geissler). *The Phys. Rev.*, t. IV, p. 191 ; 1896.

Dans ce travail, qui paraît fait avec beaucoup de soin, l'auteur déduit d'abord l'élévation moyenne de température de la variation de pression du gaz traversé par la décharge (décharge continue fournie par une force électromotrice de 1250 volts) ; il trouve 20°, le courant de décharge étant de $0^{amp},001$, et la pression intérieure 2 millimètres.

Il détermine ensuite l'échauffement local à l'aide d'un bolomètre dont la pièce principale est un spirale très fin de platine iridié qu'on peut déplacer dans le tube Geissler ; il s'assure par des expériences préliminaires que ce spiral prend exactement la température de la masse gazeuse qui l'environne. Voici les résultats, le tube étant rempli d'azote sec :

(1) *Journal de Physique*, 2e série, t. VII, p. 489 ; 1888.

1° Expériences faites dans la lumière non stratifiée de l'anode, en faisant varier la pression et l'intensité du courant I. Le quotient $\frac{W}{I}$ (W étant l'élévation de température produite par la décharge) est à peu près constant pour une pression donnée, avec une légère tendance à diminuer quand I augmente. Mais il augmente avec la pression.

Ainsi, pour I = $0^{atm.},0015$, on trouve :

La pression étant	$0^{mm},3$	$W = 13°$	$\frac{W}{I} = 87$
—	$1^{mm},8$	$W = 21°,7$	$\frac{W}{I} = 145$
—	2^{mm}	$W = 23°,3$	$\frac{W}{I} = 155$
—	3^{mm}	$W = 31°$	$\frac{W}{I} = 207$

Les variations de température W mesurées concordent avec celles qu'on peut calculer, d'après les idées de Warburg, en admettant que l'énergie électrique consommée dans une partie du tube (mesurée par le produit de l'intensité par la chute de potentiel) est transformée sur place en chaleur.

2° Variation de température le long d'un tube maintenu dans des conditions fixes.

Cette variation de température est toujours très faible (elle ne dépasse 50° pour aucune des expériences citées), et elle paraît être proportionnelle à la luminosité de la région considérée. Lorsque la décharge n'est pas stratifiée, la distribution des températures est représentée par une courbe régulière, présentant un maximum au point le plus lumineux et un minimum dans la région la plus sombre. Avec une décharge stratifiée, on obtient une série de maxima correspondant aux tranches lumineuses et de minima correspondant aux tranches obscures, dans la lumière stratifiée de l'anode, avec un minimum largement accentué dans la zone obscure qui environne la cathode.

Avec les tubes à hydrogène, les expériences réussissent moins bien ; l'élévation de température trouvée n'est que les 11 centièmes de celle donnée, dans les mêmes conditions, par les tubes à azote ; l'auteur attribue ce résultat à la forte conductibilité calorifique et électrique de l'hydrogène.

L. Houllevigue.

A. NOYES et H.-M. GOODWIN. — The viscosity of the mercur vapor (Coefficient de viscosité de la vapeur de mercure). *The Phys. Rev.*, t. IV, p. 207; 1896.

On démontre, dans la théorie cinétique des gaz (1), qu'on a pour deux gaz ou vapeurs :

$$\frac{\rho'^2}{\rho^2} = \sqrt{\frac{m'}{m}} \cdot \frac{\eta'}{\eta},$$

ρ et ρ' étant les rayons d'activité moléculaire, m et m' les poids moléculaires, η et η' les coefficients de frottement (ou de viscosité). Les auteurs recherchent si le rayon ρ ne serait pas moindre pour les corps monoatomiques (comme la vapeur de mercure) que pour les corps polyatomiques. Ils ont, à cet effet, mesuré η, pour la vapeur de mercure, l'hydrogène et l'acide carbonique, par la méthode connue d'écoulement dans un tube capillaire.

Les valeurs obtenues sont :

$$\frac{\eta_{CO^2}}{\eta_{Hg}} = 2{,}08, \qquad \frac{\eta_{Hg}}{\eta_{H^2}} = 4{,}04, \qquad \frac{\eta_{CO^2}}{\eta_{H_2}} = 1{,}94.$$

On en déduit :

$$\frac{\rho_{CO^2}}{\rho_{Hg}} = \sqrt{1{,}02}, \qquad \frac{\rho_{Hg}}{\rho_{H^2}} \sqrt{2{,}48}.$$

Il ne paraît donc pas, d'après cela, y avoir de relations entre la grandeur de ρ et le nombre d'atomes dans la molécule ; telle est, du reste, la conclusion des auteurs.

L. Houllevigue.

G. QUINCKE. — Ueber Rotationem im constanten electrischen Felde (Sur les rotations dans un champ électrique constant). *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 417 ; 1896.

I. — Lorsque, entre les deux plateaux d'un condensateur, dont la différence de potentiel est maintenue constante, on suspend, à l'aide d'un fil de cocon, de petits barreaux, des lames, des sphères ou des cylindres de différentes substances isolantes, ces corps amenés au

(1) V. Jamin et Bouty, t. II, 2e fasc., chap. vi.

repos gardent indéfiniment cette position dans l'air, quelle que soit la différence de potentiel. Mais, si l'espace entre les armatures du condensateur vient à être rempli par un liquide isolant, ces corps suspendus et plongeant dans le liquide se mettent à tourner autour d'un axe vertical. Le corps (la sphère ou le cylindre) effectue un certain nombre de demi-révolutions dans un sens, s'arrête pour se mettre immédiatement à effectuer le même nombre de demi-révolutions en sens contraire, et ainsi de suite indéfiniment, tant que le condensateur reste chargé et plongé dans le liquide.

M. Quincke a étudié avec beaucoup de soin ces rotations en faisant varier la nature et la forme des corps suspendus (lames, sphères ou barreaux de quartz, d'arragonite, de tourmaline, de soufre, etc.), la nature des liquides (éther, sulfure de carbone, mélange de sulfure de carbone et d'essence de térébenthine, benzine, essence de térébenthine, huile minérale, huile de colza), la différence de potentiel des armatures (de 400 à 2.800 volts en général et de 9.000 à 14.630 volts pour l'huile de colza) et leur distance (de $1^{cm},113$ à 2^{cm}). Il a mesuré dans chaque cas la durée d'une oscillation T (temps qui sépare deux rebroussements) et la grandeur de la rotation φ (le nombre de demi-révolutions). L'auteur calculait la vitesse angulaire $u = \frac{\varphi}{T}$ et, dans le cas des sphères, aussi le moment d'inertie. Des oscillations effectuées par la sphère dans l'air il déduisait la valeur du coefficient de torsion τ du fil ; le produit $\tau\varphi$ donnait une première approximation de la valeur du moment de torsion des forces électriques. Toutes les mesures sont réunies dans une série de tableaux. Ces rotations, qu'on n'observe jamais dans l'air, commencent pour une différence de potentiel d'autant plus élevée que le liquide est plus visqueux.

II.—Des rotations analogues, mais moins régulières s'observent avec de petits cylindres métalliques (cylindre d'acier ou de zinc) plongés dans un liquide isolant. Les mêmes phénomènes s'observent lorsque le fil supportant les corps est parallèle à la direction des lignes de force, c'est-à-dire quand les plateaux du condensateur sont placés horizontalement l'un au-dessus de l'autre, le fil de suspension passant par un orifice pratiqué dans le plateau supérieur.

III. — En cherchant, à l'aide d'électrodes parasites, la position des surfaces équipotentielles entre les armatures, l'auteur s'est assuré que les lignes de force déviaient, pendant la rotation des corps suspendus, dans le sens de la rotation.

IV. — Si, au lieu d'une sphère, on suspend entre les armatures deux sphères aux extrémités d'un même fil, maintenu en son milieu par un crochet au-dessus du condensateur, il se produit, en même temps que des rotations, des attractions ou des répulsions, suivant la position de la ligne des centres par rapport aux lignes de force et suivant les sens des rotations des sphères. Ainsi, les sphères tournant en sens contraire s'attirent lorsque la ligne des centres est parallèle, et se repoussent lorsqu'elle est normale aux lignes de force. En même temps la ligne des centres se déplace parallèlement à elle-même dans le sens dans lequel se déplacent les parties en regard des deux sphères.

Les sphères tournant dans le même sens, il y a répulsion lorsque la ligne des centres est parallèle, et attraction lorsqu'elle est normale aux lignes de force. En même temps la ligne des centres tourne, dans un plan horizontal, dans le sens de la rotation des sphères. La ligne des centres, de parallèle, devient normale aux lignes de force, et la répulsion se change en attraction. Mais ici les phénomènes électriques se compliquent de phénomènes hydrodynamiques et sont assez irréguliers. A cette occasion l'auteur cite une série d'expériences purement hydrodynamiques, mais aussi irrégulières, sur les attractions et répulsions apparentes de deux sphères tournant dans un liquide.

Dans une série d'expériences, M. Quincke remplace l'une des sphères par une paroi mince solide dont la surface verticale coïncide avec le plan vertical de symétrie passant entre les deux sphères, et il constate que les phénomènes se produisent comme dans le cas de deux sphères.

V. — On sait que des bulles d'air placées entre les plateaux d'un condensateur disposés horizontalement changent de forme: elles s'allongent dans la direction des lignes de force et se rétrécissent dans la direction normale à celles-ci. Ces changements de forme s'expliquent par la différence de pression électrique qui s'exerce à la limite du liquide et de l'air et dont la grandeur par unité de surface est représentée par :

$$p - p_0 = \frac{K - 1}{8\pi} \cdot \frac{P^2}{a^2},$$

où K et I sont les constantes diélectriques du liquide et de l'air, P la différence de potentiel, et a la distance des armatures. Parallèlement

aux lignes de force il y a une différence de traction de même grandeur. M. Quincke a remarqué que, dans le sulfure de carbone, l'essence de térébenthine ou dans l'huile de colza, les bulles d'air étaient animées de mouvements très rapides, comme si leur surface tournait autour d'un axe vertical.

VI. — M. Quincke explique ces phénomènes par l'effet d'une couche d'air très mince qui reste adhérente à la surface des solides à l'intérieur des liquides. Il arrive à cette conclusion par l'observation d'une série de phénomènes qu'il appelle anormaux.

Il avait remarqué qu'une sphère de flint, restée longtemps dans l'huile de colza, lavée soigneusement au sulfure de carbone et laissée dans ce liquide pendant 22 heures, avait perdu la propriété de tourner même avec une différence de potentiel de 2700 volts, dans le sulfure de carbone, et de 15600 dans l'huile de colza. Cette sphère laissée à l'air pendant 48 heures tournait de nouveau, mais pendant 2 heures seulement, dans le sulfure de carbone, avec une différence de potentiel de 1180 volts. Des phénomènes analogues ont été observés chaque fois qu'on avait pris soin de supprimer la couche d'air adhérente à la surface du solide : les corps ne tournaient pas, mais ils se remettaient à tourner après avoir été laissés un temps suffisamment long en contact avec l'air. D'après l'auteur, c'est la couche d'air entraînée par le corps à sa moindre rotation, et tendant à s'épaissir dans la direction des lignes de forces, qui le pousse dans le sens de la rotation commencée, en se déplaçant en sens contraire. Après un arrêt, la torsion du fil ramène le corps en sens contraire et le sens de l'action de la couche d'air change en même temps. Dans certains cas l'action de la couche d'air est remplacée par celle d'une couche mince d'un liquide différent du liquide ambiant. C'est le cas d'une sphère de soufre tournant dans l'essence minérale où la sphère est couverte d'une couche de dissolution de soufre dans l'essence.

M. Krouchkoll.

S. DE LANNOY. — Experimentelle Untersuchungen über die thermische Ausdehnung von Salzlösungen (Recherches expérimentales sur la dilatation des dissolutions salines. Première partie). *Zeitschrift für physikalische Chemie*, t. XVII, p. 443; 1895.

Il existe deux méthodes pour étudier la dilatation des liquides : la méthode des densités à diverses températures et la méthode du dila-

tomètre. L'auteur rejette la première méthode comme ne donnant pas de résultats suffisamment précis; il emploie la seconde et se sert d'un dilatomètre ordinaire, mais pour lequel il adopte un mode spécial de fermeture du tube capillaire. Le volume de cet appareil est de 4 à 5 centimètres cubes, et le tube capillaire est divisé en millimètres. Le dilatomètre est chauffé dans une grande masse d'eau, de telle façon que l'on puisse considérer la température comme constante pendant environ un quart d'heure, même à 90°.

L'auteur a opéré sur les sels suivants :

AzH^4,AzO^3	K^3FeCy^6	KBr	$(AzH^4)^2SO^4$	
$ZnSO^4 + 7H^2O$	AzO^3Na	$(AzO^3)^2Pb$	$(AzO^3)^2Sr$	$SO^4Mg + 7H^2O$.

Avec chaque sel ont été faites 4 dissolutions de concentrations différentes.

L. Marchis.

MAX RUDOLPHI. — Ueber die Gultigkeit der Ostwald'schen Formel zur Berechnung der Affinitätsconstanten (Sur la valeur qu'il faut attribuer à la formule d'Ostwald pour le calcul des constantes d'affinité). *Zeitschrift fur physikalische Chemie*, t. XVII, p. 485 ; 1895.

Si on désigne par v le volume d'une dissolution qui contient une molécule-gramme du corps dissous, ou, comme on dit, *la dilution ;*

Par λ_v, la conductibilité électrique correspondant à cette dilution ;

Par λ_∞, la conductibilité électrique moléculaire pour une dilution infinie ;

Le quotient :

$$a = \frac{\lambda_v}{\lambda_\infty}$$

est désigné par Ostwald sous le nom de *constante d'affinité* d'un électrolyte.

L'étude de toute une série d'acides organiques a conduit Ostwald à la formule suivante :

$$K = \frac{a^2}{v(1-a)},$$

K étant, pour un même électrolyte et un même dissolvant, une constante indépendante de la dilution et de la température.

L'auteur propose de remplacer la formule d'Ostwald par la sui-

vante :

$$K = \frac{a^2}{\sqrt{v}\,(1 - a)}.$$

Il montre d'abord que, pour le nitrate d'argent, cette formule donne pour K des valeurs constantes indépendantes de la dilution.

Il conclut :

1° Pour un grand nombre de combinaisons (acides et sels) K est une quantité qui dépend de la nature de l'électrolyte et de celle du dissolvant, mais qui est indépendante de la dilution et de la température ;

2° K a sensiblement la même valeur pour les sels analogues d'un même élément : il en est de même pour les acides analogues ;

3° K présente toujours une plus grande valeur pour un acide que pour un sel correspondant ;

4° Les chlorures, bromures, iodures, fluorures ont pour K sensiblement les mêmes valeurs que les azotates des mêmes éléments : il en est de même des carbonates et des sulfates. Les composés du premier groupe donnent pour K des valeurs notablement plus grandes que le groupe des carbonates et des sulfates.

L. Marchis.

MAX RUDOLPHI. — Ueber Losungs-und Dissociations wärmen (Sur les chaleurs de dissolution et de dissociation des sels dans l'eau). *Zeitschrift für phys. Ch.*, t. XVII, p. 277 ; 1895.

Considérons un sel en présence de l'eau : une partie se dissout sans décomposition, une autre partie se dissocie en ses ions. Appelons *vraie chaleur* de dissolution, la quantité de chaleur qui est dégagée ou absorbée dans la dissolution d'une molécule-gramme de sel. Au moment de la saturation, cette chaleur de dissolution se compose dès lors de deux parties :

1° La quantité de chaleur mise en jeu dans la dissolution du sel non décomposé ;

2° La quantité de chaleur mise en jeu dans la dissociation en ions.

L'auteur calcule séparément ces deux quantités de chaleur :

1° La chaleur mise en jeu dans la dissolution simple sans décomposition est donnée par la formule :

$$W = -1{,}98T^2 . \frac{1}{c_1} . \frac{dc_1}{dT}$$

dans laquelle :

W est la chaleur cherchée exprimée en petites calories ;

C_1 est le rapport du nombre des molécules du sel dissous au nombre total des molécules de la dissolution.

2° La chaleur de dissociation d'une molécule-gramme du sel complètement dissocié en ses ions est donnée par la formule :

$$Q = 1{,}98T^2 \frac{2\lambda_\infty - \lambda_v}{\lambda_\infty - \lambda_v} \left\{ \frac{1}{\lambda_\infty} \cdot \frac{d\lambda_\infty}{dT} - \frac{1}{\lambda_v} \cdot \frac{\partial\lambda_v}{\partial T} \right\},$$

dans laquelle :

Q est la chaleur de dissociation exprimée en petites calories ;

λ_v, la conductibilité moléculaire d'une dissolution saturée à la température considérée ;

λ_∞, la conductibilité moléculaire à la même température d'une solution infiniment diluée.

Si une molécule-gramme de sel se dissout, une partie est dissociée en ses ions : cette portion dissociée est :

$$M \frac{\lambda_v}{\lambda_\infty},$$

en désignant par M le poids moléculaire du sel.

Si on représente par L la vraie chaleur de dissolution, on a :

$$L = Q . \frac{\lambda_v}{\lambda_\infty} + W.$$

Les formules précédentes pour Q et W ont été déduites par l'auteur de l'équation générale d'équilibre donnée par Max Planck pour les dissolutions étendues. Aussi ces formules n'ont-elles été appliquées qu'aux sels peu solubles dans l'eau.

Ces sels sont :

L'acétate, le propionate, le butyrate, l'isobutyrate, l'isovalérianate d'argent.

L'auteur a trouvé pour Q, W et L, relatives aux températures de 25°, 30°, 35°, des valeurs négatives.

L. Marchis.

L. ARONS. — Ueber die Polarisationserscheinungen an dünnen Metallmembranen (Sur les phénomènes de polarisation à la surface des membranes métalliques minces). *Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 169, 1892 ; t. LVII, p. 201, et t. LVIII, p. 680; 1896.

H. LUGGIN. — *Id.* — *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 345, 1895 ; t. LVII, p. 704; 1896.

M. Arons a découvert que la résistance apparente d'un voltamètre contenant une solution d'acide sulfurique ne change pas quand on le cloisonne par une feuille d'or très mince. On trouve dans ce *Journal* [1] l'analyse d'un travail fait sur le même sujet par M. Daniel. Ce dernier physicien, qui a varié la nature des feuilles métalliques et celle des électrolytes, a conclu de ses recherches que, pour chaque métal, il y a une valeur critique de l'épaisseur au-dessous de laquelle la polarisation de la feuille est nulle, tandis qu'au-dessus d'une autre valeur la cloison métallique se polarise aussi fortement qu'une lame épaisse.

On pourrait *a priori* expliquer le fait, observé dans le cas d'une cloison extrêmement mince, en admettant que le courant passe tout simplement par les petits trous qu'elle peut présenter. M. Arons a rejeté cette hypothèse et a expliqué le phénomène par une neutralisation des polarisations opposées qui tendent à se produire sur les deux faces de la feuille métallique ; selon lui, cette influence réciproque des deux couches doubles décroîtrait rapidement quand l'épaisseur de la feuille augmente, de sorte que, pour une épaisseur relativement faible, ces couches doubles apparaîtraient réellement comme sur les lames épaisses. M. Daniel a partagé lui-même cette manière de voir.

De son côté, M. Luggin s'est cru autorisé à conclure d'expériences personnelles que, dans une feuille d'or très mince, le courant passe réellement par les pores nombreux que présente une telle feuille. Il a observé quelques nouveaux faits intéressants :

1° Lorsque la densité du courant devient supérieure à 0$^{\text{amp.}}$,0914 par centimètre carré, la résistance apparente de la feuille croît brusquement. Selon cet auteur, cette augmentation brusque s'expliquerait par un dégagement de gaz à l'intérieur des petits canaux qui traversent la feuille d'or ;

---

(1) JOHN DANIEL, *Étude de la polarisation d'une cloison métallique mince placée dans un voltamètre* (*Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 34 ; 1895).

2° Puis pour des valeurs plus considérables encore de la densité du courant, la résistance apparente subit une diminution rapide que M. Luggin attribue à une destruction progressive de la feuille d'or ;

3° La résistance apparente, pour de faibles valeurs de l'intensité, semble être proportionnelle à la résistance spécifique de l'électrolyte, ce qui tendrait à faire adopter l'interprétation de cet auteur.

M. Arons ne voit dans ce dernier fait qu'un effet de hasard. Dans son dernier mémoire, ce physicien expose de nouvelles expériences qu'il a entreprises, en mettant à profit cette remarque de M. Luggin qu'il y aurait intérêt à opérer sur des feuilles métalliques minces obtenues par laminage, lesquelles seraient moins poreuses que les feuilles d'or battues. M. Arons a employé des feuilles de platine de $0^{mm},001$ d'épaisseur obtenues par laminage entre deux feuilles d'argent ; ces feuilles étaient absolument opaques et paraissaient très homogènes au microscope. Il a observé, dans ces conditions nouvelles, les mêmes phénomènes qu'avec les feuilles d'or ; il a retrouvé aussi, pour de grandes intensités de courant, la diminution de résistance apparente signalée par M. Luggin, alors qu'on ne peut plus invoquer cette fois une destruction de la feuille de platine, qui reste absolument inaltérée.

M. Arons fait remarquer que son interprétation primitive du phénomène qu'il a découvert n'est en contradiction avec aucun des faits observés depuis et qu'elle les explique même très facilement.

H. Bagard.

G. VICENTINI. — Comportamento dei conduttori discontinui assogettati ad azioni elettriche (Propriétés des conducteurs discontinus soumis aux actions électriques). *Atti del R. Ist. Ven.*, t. VII, série VII ; 1895-1896.

L'auteur s'est proposé de rechercher la cause de la variation considérable de la résistance des conducteurs discontinus (poudre et limailles métalliques au sein d'un isolant) sous l'influence des décharges électriques produites dans leur voisinage. Pour étudier de plus près le phénomène observé pour la première fois par M. Branly, il prend des émulsions de mercure dans l'huile d'olive ou dans l'essence de térébenthine ; on obtient ainsi de très petites gouttelettes de mercure qui restent isolées les unes des autres. En faisant éclater des étincelles, provenant d'une machine de Holtz, dans le voisinage immédiat ou à une grande distance de ces préparations, M. Vicentini a vu

les gouttelettes de mercure se rassembler en formant des gouttes dont le nombre e le diamètre augmentaient avec le nombre des décharges. Il décrit les rapides mouvements que prennent l'isolant liquide et les gouttelettes de mercure pendant les différentes phases de décharges successives.

Il semble résulter de ces expériences que, dans le cas général de conducteurs discontinus quelconques, l'effet des actions électriques doit être aussi d'amener les particules métalliques à un contact parfait plus ou moins prolongé.

H. Bagard.

G. VAN DER MENSBRUGGHE. — Principes généraux d'une nouvelle théorie capillaire. *Ann. de la Soc. Sc. de Bruxelles*, t. XX; 1896.

L'auteur reproche à Laplace de n'avoir pas tenu compte de la compressibilité des liquides. Il essaie de réunir dans une même théorie les phénomènes de la tension superficielle et de l'évaporation, qu'il attribue respectivement à l'écart des molécules de la couche superficielle dans le sens tangentiel et dans le sens normal, cet écart ayant pour cause une différence dans la force élastique à l'intérieur de la masse liquide et dans la couche superficielle.

Lorsque la courbure de la surface terminale du liquide est comparable à celle de la sphère d'attraction sensible, il y a lieu de distinguer le cas des surfaces concaves et celui des surfaces convexes, la tension et l'évaporation développées étant beaucoup plus faibles dans le premier cas que dans le second. L'auteur explique ainsi le grand pouvoir de condensation des surfaces liquides concaves et la rapidité de l'évanouissement des brouillards en même temps que l'inconstance de la forme des nuages. R.

G. VAN DER MENSBRUGGHE. — Sur de nombreux effets de l'élasticité des liquides. *Bull. de l'Acad. roy. de Belgique*, 3e série, t. XXXII, p. 270 et 418 ; 1896.

L'auteur interprète au moyen de sa théorie capillaire les expériences suivantes :

1° Quand l'orifice d'écoulement d'un jet d'eau est assez étroit pour qu'une pression de 90 centimètres d'eau n'élève le jet qu'à 30 centimètres, celui-ci se résout, dans la partie supérieure, en gout-

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. III, p. 462; 1894.

telettes retombant non loin de l'ouverture. Si l'on produit un champ électrique très faible par l'approche d'un corps électrisé, la veine, au lieu de se résoudre en gouttelettes, demeure continue jusqu'au sommet et ressemble au pistil d'un lys ; dans ces conditions, le liquide retombe en masse le long de la colonne ascendante qui est bientôt refoulée jusqu'à l'orifice, après quoi la veine se relève, retombe et ainsi de suite. Si le champ électrique est trop fort, ou s'il est faible et qu'il agisse uniquement sur la partie supérieure du jet, la veine se résout en gouttelettes se mouvant dans toutes les directions ;

2° Lorsqu'une bulle de savon crève, elle produit une sorte d'explosion d'autant plus forte que la lame est plus mince, phénomène accompagné de la projection à grande distance de gouttelettes très fines;

3° Une veine liquide lancée horizontalement par un orifice circulaire de 1 centimètre de diamètre, sous une charge de 122 mètres d'eau, ne s'est montrée continue que jusqu'à 20 centimètres de l'orifice, le jet s'éparpillant au delà en gouttes lancées avec une grande vitesse, contrairement à la loi de Savart qui exigerait, dans les mêmes conditions, une veine continue d'environ 40 mètres de longueur ;

4° On fait écouler l'eau contenue dans un vase cylindrique vertical sur une hauteur voisine de 60 centimètres par une fente circulaire d'un demi-millimètre de largeur et d'un diamètre moyen de 6 centimètres. Au lieu de voir se produire une nappe cylindrique continue, on trouve que la nappe a la forme d'un sac fermé, de révolution autour de l'axe du cylindre, dont la longueur diminue en même temps que la charge, pour se déchirer quand celle-ci n'est plus que de quelques centimètres d'eau.

On maintient la pression atmosphérique, à l'intérieur du sac, au moyen d'un tube coudé à angle droit et s'ouvrant, d'une part dans l'air, d'autre part à l'intérieur de la fente circulaire.

Avec une fente de même diamètre moyen, mais deux fois moins large, la nappe se déchire, et la formation du sac conique est empêchée.

R.

G. VAN DER MENSBRUGGHE. — Sur la théorie de l'explosion d'une bulle de savon. *Ann. de la Soc. Sc. de Bruxelles*, t. XXI ; 1897.

Revenant sur cette question, qu'il avait traitée incidemment dans une note précédente, l'auteur en fait l'historique d'après Hooke, Leidenfrost, Fusinieri, J. Plateau, Marangoni et Stefanelli.

Dans leurs expériences, Marangoni et Stefanelli, en opérant sur du liquide glycérique rendu fluorescent par l'esculine, ont pu, grâce à un éclairage particulier, observer les bulles à des phases différentes de leur rupture, et évaluer approximativement à $\frac{1}{41}$ de seconde la durée du phénomène. S'appuyant sur ces expériences l'auteur modifie, en faisant intervenir l'élasticité de compression du liquide, la théorie que J. Plateau avait donnée de l'explosion des bulles.

R.

WIEDEMANN'S ANNALEN ;

T. LX; n° 1, 1897.

P. DRUDE. — Zur Theorie stehender elektrischer Drahtwellen (Sur la théorie des ondes stationnaires dans les fils). P. 1-47.

En supposant la résistance négligeable, la théorie se simplifie. L'auteur traite le problème par la méthode de Kirchhoff, qui conduit à des solutions aussi simples que la méthode de Maxwell.

Il suppose : 1° les deux fils parallèles entourés d'air sur toute leur longueur : 2° entourés d'un diélectrique liquide conducteur sur une partie de leur longueur, et examine l'effet produit par un ou deux ponts réunissant les fils.

Parmi les conclusions de ce travail, je me contenterai de citer les suivantes :

La réflexion des ondes électriques sur le pont n'est pas totale et se fait avec changement de phase.

Le rapport des longueurs d'onde dans l'air et dans un liquide est égal au produit de la racine carrée de la constante diélectrique du liquide par une fonction simple de sa conductibilité se réduisant à l'unité quand la conductibilité est nulle.

R. SWYNGEDAUW.

L. ZEHNDER. — Ueber die Behandlung von Hochspannunhsaccumulatoren (Sur la manipulation des accumulateurs à haute tension). P. 47-54.

L'auteur s'est servi antérieurement avec avantage de batteries de plusieurs centaines d'éléments Planté [1]. Il donne des indications

---

[1] *Wied. Ann.*, t. XLIX, p. 549 ; 1894.

très détaillées sur les précautions à prendre pour la formation de ces éléments et leur remplissage, ainsi que sur tous les soins à leur donner pour prévenir leur destruction, pour obtenir un bon isolement et le maintien de leur tension.

H. BAGARD.

R. ABEGG. — Dielectricitätsconstanten bei tiefen Temperaturen (Constantes diélectriques aux basses températures). P. 54-60.

En employant la méthode de Nernst [2], l'auteur trouve que la constante diélectrique de divers liquides croît à mesure que la température s'abaisse; pour plusieurs d'entre eux (acétone, alcools), en abaissant suffisamment la température (à l'aide de mélanges d'éther et d'acide carbonique), la constante diélectrique deviendrait comparable à la constante diélectrique de l'eau à la température ordinaire.

R. SWYNGEDAUW.

F.-F. MARTENS. — Die magnetische Induction horizontaler im Erdfelde rotirender Scheiben (L'induction magnétique de disques horizontaux tournant dans le champ terrestre). P. 61-87.

Un disque en fer ou en une autre substance magnétique est mobile autour de son axe de symétrie vertical. Le disque est assimilé à un ellipsoïde de révolution très aplati. Il prend, sous l'action du champ terrestre, une aimantation uniforme, et on peut calculer l'action de cette aimantation induite, en un point extérieur quelconque.

L'action magnétique du disque sur un déclinomètre dépendra de la vitesse de rotation du disque, si la viscosité magnétique est appréciable; la méthode devient ainsi précieuse pour déceler des effets de cette viscosité.

La susceptibilité magnétique est mesurée par la méthode balistique et par la méthode magnétométrique pour le disque au repos.

Pour rendre le disque mobile on le monte sur l'axe d'une sirène qu'on met en mouvement à l'aide d'une ficelle; le disque exécute ainsi 200 tours par seconde, et sa vitesse décroît ensuite progressivement.

---

(2) *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 411; 1896.

L'axe magnétique du disque en rotation rapide ne coïncide pas avec l'axe magnétique du disque au repos ; l'auteur appelle cette déviation de l'axe *déviation hystérésique*; elle change de sens avec le sens de la rotation du disque ; on la déduit de mesures magnétométriques sur une aiguille placée dans le méridien magnétique du disque. On déduit l'aimantation du disque mobile de son action sur une aiguille magnétique placée en un point tel que l'action du disque soit perpendiculaire à l'action terrestre.

La déviation hystérésique et l'aimantation sont calculées en supposant que l'aimantation reste uniforme dans le cas du disque mobile.

Résultats principaux. — La déviation hystérésique et l'aimantation du disque ne varient que de quantités négligeables ou inappréciables quand le nombre de tours par seconde passe de 200 à 2,5.

La viscosité magnétique se manifeste par ce fait que, si on arrête brusquement le disque quand il tourne avec une vitesse supérieure à 2,5 tours par seconde, l'aimantation I du disque mobile croît lentement jusqu'à la valeur I_2 qui est celle qu'on a pour le disque au repos. Si k_1 représente la susceptibilité magnétique du disque E mobile à une vitesse supérieure à 2,5 par seconde, k_2 la susceptibilité du disque au repos, $\frac{k_2-k_1}{k_1}$, négligeable pour le nickel et l'acier, atteint des valeurs assez considérables (14 environ) pour le fer doux préalablement rougi au feu.

R. Swyngedauw.

Egon MULLER. — Experimentelle Untersuchungen über die absolute Wärmeleitungsconstante der Luft (Recherches expérimentales sur la valeur absolue du coefficient de conductibilité calorifique de l'air). P. 82-118.

L'auteur a repris, pour les comparer, diverses méthodes de mesures. — 1° Il emploie la méthode de Winkelmann, méthode de refroidissement, où la boule du thermomètre est entourée d'une sphère d'aluminium qu'on place concentriquement à deux enceintes sphériques : on peut aussi la placer excentriquement, et, par comparaison, éliminer divers termes correctifs ;

2° Même méthode avec des appareils tout en verre;

3° Méthode de Kundt et Warburg, qui consiste à éliminer l'influence du rayonnement en faisant un vide parfait autour de l'appareil. Des précautions spéciales sont prises pour obtenir et conserver le vide,

et l'on arrive pour k au nombre 0,00005572. L'auteur admet le nombre 0,000056, en estimant qu'il présente encore quelque incertitude.

J. DUSSY.

AUG. HAGENBACH. — Ein Versuch, die beiden Bestandtheile des Cléveitgases durch Diffusion zu trennen (Essai de séparation par diffusion des deux éléments du gaz de la clévéite). P. 124-133.

L'analyse spectrale ne sémble pas démontrer suffisamment la possibilité de séparer par diffusion les deux gaz de la clévéite. Aussi, pour trancher cette question, M. Hagenbach a-t-il eu recours à la détermination de la densité du mélange gazeux diffusé à travers une plaque de porcelaine dégourdie. Il est parvenu aux résultats suivants :

Densités rapportées à H = 1	
2,315	Mélange gazeux provenant de la clévéite
2,032	Mélange diffusé
2,576	Mélange non diffusé.

Ces dernières expériences montrent bien que la diffusion permet de séparer l'hélium en deux gaz de densités différentes.

L. MARCHIS.

G. HUFNER. — Ueber die Bestimmung der Diffusionscoefficienten einiger Gase für Wasser (Sur la détermination des coefficients de diffusion de quelques gaz pour l'eau). P. 134-168.

L'hypothèse de Fick, suivant laquelle la théorie de Fourier, sur la propagation de la chaleur par conductibilité, est applicable au mouvement d'un sel dans son dissolvant, a été le point de départ de travaux de Stefan montrant, par l'étude de la diffusion de l'acide carbonique dans l'eau et dans l'alcool, que cette même théorie de Fourier s'applique également à la diffusion, dans les liquides, des gaz qui s'y dissolvent. Les recherches de Stefan appartiennent à deux types :

Dans les unes, l'acide carbonique doit se répandre dans une colonne liquide théoriquement indéfinie, mais pratiquement aussi longue que possible :

Dans les autres, le gaz doit s'échapper à l'air libre au travers d'une petite épaisseur de liquide.

La formule représentative des recherches de la première série est :

$$V = 2\alpha\sqrt{\frac{Kt}{\pi}},$$

dans laquelle :

V est le volume du gaz qui a pénétré dans le liquide ;

α, le coefficient d'absorption pour la température de l'expérience ;

T, la durée de l'expérience ;

K, le coefficient de diffusion dont il s'agit ici.

Les recherches de la deuxième série sont représentées par la formule :

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\alpha K}{l},$$

dans laquelle l est la longueur de la colonne liquide employée.

M. Hüfner s'est proposé de se servir de l'une et de l'autre des méthodes précédentes pour déterminer les valeurs absolues des coefficients de diffusion de l'oxygène, de l'azote et de l'hydrogène.

L'appareil employé est essentiellement un tube en V contenant du mercure : l'une des branches est ouverte, l'autre est fermée par une plaque d'hydrophane bien imbibée d'eau ; au-dessus de cette plaque se trouve la colonne liquide au travers de laquelle le gaz va se diffuser. Le volume de gaz écoulé se lit directement sur la branche fermée, la diffusion s'effectuant à température et à pression constantes.

L'auteur détermine d'abord le coefficient K pour l'acide carbonique et le protoxyde d'azote ; il retrouve, notamment pour le premier, la valeur 1,37 donnée par Stéfan.

Les coefficients K relatifs à l'azote et à l'oxygène s'obtiennent dans une même expérience en produisant simultanément, à travers une même colonne liquide, la diffusion des deux gaz dans des sens opposés.

La méthode précédente ne semble pas applicable à l'hydrogène : tandis que pour les autres gaz on trouve pour K des valeurs conformes à celles que donne la théorie, pour l'hydrogène la différence est considérable. C'est ce qui a conduit l'auteur à revenir à la première méthode de Stéfan, en faisant diffuser l'hydrogène dans une colonne d'eau contenue dans un tube capillaire. La même méthode a donné le coefficient de diffusion du chlore dans l'eau.

Le tableau suivant résume les résultats obtenus jusqu'ici soit par l'auteur, soit par d'autres expérimentateurs.

Gaz	K calculé	K observé		Remarque
Acide carbonique	»	1,41 / 1,36 / 1,37	1,38	d'après Stéfan (tube capillaire). hydrophane.
Hydrogène......	6,47	4,09		hydrophane avec acide carbonique.
		4,45		hydrophane avec air.
		7,53		tube capillaire (sans interdiffusion).
Oxygène........	1,62	1,62		hydrophane.
Azote	1,73	1,73		hydrophane.
Protoxyde d'Az..	1,35	1,34		hydrophane.
Chlore	1,087	1,098		tube capillaire.
Ammoniaque ...	2,22	15,96		d'après G. Müller.

L. Marchis.

REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS.

H. DESLANDRES. — Découverte d'une troisième radiation permanente de l'atmosphère solaire dans le gaz de la clévéite. *C. R.*, t. CXX, p. 1331.

L'observation du spectre de la clévéite, chauffée à 600° dans le vide, a présenté dans l'extrême rouge deux raies nouvelles dont l'une avait été déjà observée dans le spectre de la chromosphère solaire. Voici, d'ailleurs, le tableau comparatif des résultats expérimentaux :

	Gaz de la clévéite		*Chromosphère solaire*		
	Intensités (1).	Longueurs d'onde.	Intensités.	Longueurs d'onde de Young.	Fréquence sur 100 observations
Raies nouvelles dans l'extrême rouge.	2	728.5	»	»	»
	4	706.55	20	706.55	100
Raies précédemment obtenues.	5	667.8	50	667.83	25
	10	587.60D_3	90	587.60	100D_3

Le gaz qui donne la raie $\lambda = 587,60$ est l'hélium; la raie $\lambda = 706,55$, d'après M. Ramsay, suggère l'existence d'un troisième élément commun à l'argon et à l'hélium; cette raie, en effet, dans les tubes d'argon, est variable d'intensité, alors que les raies voisines de l'argon restent constantes. Enfin, il n'existe plus qu'une seule radia-

(1) Suivant l'usage, les intensités dans le gaz de la clévéite sont comptées de 1 à 10, 10 étant la plus forte; dans l'atmosphère solaire, elles sont comptées de 1 à 100, 100 étant la plus forte.

tion permanente de l'atmosphère solaire qui ne soit pas reconnue sur la terre, c'est la raie verte $\lambda = 531,16$, appelée *raie de la couronne;* elle est spéciale aux régions les plus élevées de l'atmosphère, et cette particularité fait supposer qu'elle appartient à un gaz plus léger que l'hydrogène [1].

LIVEING et DEWAR. — Sur le spectre d'absorption de l'air liquide. *C. R.*, t. CXXI, p. 162.

On vérifie avec un appareil déjà décrit [2], que l'absorption due à l'air liquide, sous une épaisseur de $1^{cm},9$, est plus faible que celle due à l'oxygène sous une épaisseur de $0^{cm},4$. En mélangeant, en proportions différentes, l'oxygène liquide et l'air liquide, on a vérifié la loi de Janssen, que l'intensité des bandes d'absorption de l'oxygène croît comme le carré de la densité de l'oxygène. Cette relation est aussi vérifiée pour ce corps obtenu à l'état solide ; il n'y a, en effet, pas de différence dans le caractère des absorptions et très peu dans leurs intensités.

H. RIGOLLOT. — Action des rayons infra-rouges sur le sulfure d'argent. *C. R.*, t. CXXI, p. 164.

Deux lames d'argent plongées dans une solution saline étendue de sulfure de sodium sont sulfurées par un faible courant et constituent un actinomètre électrochimique [3], sensible aux radiations infra-rouges. On a pu mettre en évidence dans le spectre solaire les deux minima à $0^{\mu},96$ et $1^{\mu},16$, ainsi que le grand maximum vers $1^{\mu},04$, signalés par M. Langley.

On a fait une seconde série d'expériences, afin de comparer les effets thermo-électriques aux effets lumineux. On plonge chacune des électrodes dans une des branches d'un tube recourbé contenant une dissolution soit de chlorure de sodium, soit d'azotate d'argent : un éclairement avec un bec Bengel produit instantanément une force électromotrice de 2 millièmes de volt, tandis qu'il faut une différence de température de 6° à 7°, pour obtenir le même résultat. D'ailleurs, en prenant comme solutions étendues, NaBr, NaI, KBr, KI, K^2SO^4, $MgSO^4$, Ag^2SO^4, $C^2H^3Og^2Ag$, on constate que la lame éclairée est

---

(1) Les astronomes ont même déjà donné à ce gaz le nom de « coronium ».
(2) DEWAR, *Proc. Roy. Institution*, t. XX ; janvier 1893.
(3) MERCADIER et CHAPERON, *J. de Ph.*, 2e série ; 1890, p. 237.

toujours négative par rapport à l'autre, tandis que la lame chauffée est négative seulement dans les solutions de sels d'argent et positive dans les solutions des autres sels essayés. Il est difficile dans ces conditions d'admettre que l'action des rayons infra-rouges soit une action calorifique.

H. DESLANDRES. — Recherches spectrales sur la rotation et les mouvements des planètes et recherches spectrales sur les anneaux de Saturne. *C. R.*, t. CXX, p. 417, p. 1155.

Au point de vue de l'application du principe Doppler-Fizeau, l'observation de la lumière des bords de l'équateur de Jupiter présente un cas entièrement nouveau, à cause du mouvement de cet astre par rapport au soleil, qui lui envoie les rayons lumineux qu'il diffuse vers l'observateur terrestre. La variation de la longueur d'onde de la lumière ainsi diffusée est fonction à la fois du mouvement de l'astre par rapport à la source lumineuse qui l'éclaire. Si l'astre était lumineux par lui-même, l'application du principe Doppler-Fizeau reposerait sur une différence de vitesse $2v^e$ entre les deux bords de l'équateur Jovien ; l'astre étant éclairé par le soleil, cette différence devient égale à $4v^e$ (v^e étant la vitesse de déplacement à l'équateur). Les expériences de M. Deslandres, faites à l'Observatoire de Paris, ont donné pour les valeurs de $4v^e$ des nombres voisins de 49 kilomètres, alors que la grandeur calculée est exactement $49^{km},6$. L'interprétation précédente est donc justifiée.

Les mêmes observations, faites sur l'anneau de Saturne, confirment ces vues théoriques ; voici les résultats :

	Distance au centre.	Vitesse mesurée.	Vitesse calculée.
Limbe	1	$9^{km},38$	$10^{km},30$
Anneau intérieur	1,5	$20^{km},10$	$21^{km},00$
Anneau extérieur	2,2	$15^{km},40$	$17^{km},14$

H. POINCARÉ. — Sur le principe Doppler-Fizeau. *C. R.*, t. CXX, p. 420.

L'auteur présente quelques observations sur la note de M. Deslandres. Une planète située à la distance R de la terre et à la distance R′ du soleil diffuse une vibration issue du soleil au temps O qui arrive à la terre au temps (1) $\frac{R + R'}{V}$. La vibration suivante qui part du soleil au temps τ (τ étant la période de vibration lumineuse envisa-

gée) arrive à la terre au temps

$$(2) \qquad \tau + \frac{R + R'}{V} + \frac{\tau}{V}\left(\frac{dR}{dt} + \frac{dR'}{dt}\right).$$

La période apparente est la différence des expressions (1) et (2), c'est-à-dire

$$\tau\left[1 + \frac{1}{V}\left(\frac{dR}{dt} + \frac{dR'}{dt}\right)\right].$$

Le déplacement de la raie est donc proportionnel à $\left(\frac{dR}{dt} + \frac{dR'}{dt}\right)$.

On peut aussi remarquer que la lumière réfléchie par les planètes subit une triple absorption : 1° par l'atmosphère solaire ; les raies dues à cette absorption subissent un déplacement proportionnel à $\frac{dR}{dt} + \frac{dR'}{dt}$; 2° par l'atmosphère planétaire : le déplacement est alors proportionnel à $\frac{dR}{dt}$; 3° par l'atmosphère terrestre : le déplacement est alors nul.

Les observations de M. Deslandres confirment ces vues théoriques.

« Ce sont là des différences dont on trouvera peut-être un jour le moyen de tirer parti. »

AUGUSTE et LOUIS LUMIÈRE. — Sur la photographie en couleurs naturelles par la méthode indirecte. *C. R.*, t. CXX, p. 875.

La méthode indirecte de photographie en couleurs naturelles, indiquée par MM. Cros et Ducos du Hauron, peut devenir pratique par un triage convenable des couleurs à fixer sur les négatifs, puis par la réalisation et la superposition des monochromes sur les positifs.

Pour obtenir les négatifs, on emploie trois séries d'écrans : orangé, vert et violet, avec trois séries de plaques photographiques présentant respectivement un maximum de sensibilité pour les rayons que les écrans correspondants laissent passer.

Pour obtenir les positifs, on emploie des plaques recouvertes d'une couche de colle forte dissoute dans l'eau à froid (10 pour 100) contenant 5 pour 100 de bichromate d'ammoniaque et de 5 à 10 pour 100 de bromure d'argent émulsionné, dont la présence permet de réaliser les demi-teintes. On expose la plaque ainsi préparée à la lumière sous le négatif à reproduire; après une exposition suffisante, on lave à l'eau froide et on obtient une image à peine visible que l'on peut

colorer avec des teintures appropriées; on se débarrasse ensuite du bromure d'argent par un lavage à l'hyposulfite de soude. Le bromure d'argent peut, d'ailleurs, être remplacé par d'autres précipités insolubles. On procède ainsi à la production successive, sur une même plaque, de trois images monochromes rouge, jaune et bleue, provenant des trois négatifs correspondants, en ayant soin d'isoler chaque image de la précédente par une couche imperméable, de collodion par exemple. On peut, d'ailleurs, par l'emploi de teinture, faire varier l'intensité relative des épreuves monochromes ; on peut aussi recouvrir la plaque positive de plus de trois couches.

R. Dongier.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de chimie et de physique;

7e Série, t. X; février 1897.

A. de Gramont. — *Spectres de dissociation des sels fondus; métalloïdes : chlore, brome, iode*, p. 214.

Philosophical Magazine;

5e Série, t. XLIII; janvier 1897.

A. Schuster. — *Notes électriques.* — III. *Sur les forces magnétiques agissant sur des sphères électrisées en mouvement*, p. 1.

W. Sutherland. — *Loi de Boyle à de très basses pressions*, p. 11.

W. Stroud et J.-B. Henderson. — *Méthode satisfaisante de mesure de la conductibilité électrolytique, au moyen de courants continus*, p. 19.

Miss D. Marshall. — *Sur les chaleurs de vaporisation de liquides à leur point d'ébullition*, p. 27.

Ch. Davison. — *Note sur une erreur dans la méthode de détermination de la profondeur moyenne de l'Océan, d'après la vitesse des ondes marines sismiques*, p. 33.

A. Gray. — *Estimation de l'espace perdu (waste space) autour de l'aiguille d'un galvanomètre*, p. 36.

E.-H. Barton et G.-H. Bryan. — *Absorption d'ondes électriques le long des fils, par un pont terminal*, p. 39.

J.-G. Mac Gregor. — *Sur la relation des propriétés physiques de solutions aqueuses à leur ionisation*, p. 46.

Jagadis Chunder Bose. — *Appareil complet pour l'étude des propriétés des ondes électriques*, p. 55.

The Journal of physical chemistry;

Tome I, n° 4; janvier 1897.

J.-E. Trevor. — *Équilibres thermodynamiques internes*, p. 206.

E.-H. Loomis. — *Examen de la méthode d'Abegg pour la mesure des abaissements des points de congélation*, p. 227.

Wiedemann's Annalen;

T. LX; n° 2, 1897.

A. Oberbeck. — *Sur l'écoulement d'électricité d'un conducteur dans l'air et sur l'influence qu'une élévation de température du conducteur exerce sur cet écoulement*, p. 193.

K. Wesendonck. — *Observations sur les potentiels à partir desquels la décharge des pointes commence dans l'air et dans l'hydrogène*, p. 209.

L. Boltzmann. — *Sur la nécessité de l'atomistique dans la science de la nature*, p. 231.

H. Tallqvist. — *Sur la charge oscillatoire de condensateurs*, p. 248.

M.-W. Hoffmann. — *Sur les rayons de décharge et quelques-unes de leurs relations avec les rayons cathodiques et les rayons de Röntgen*, p. 269.

C. Fritsch. — *Sur la conductibilité électrolytique de corps solides*, p. 300.

F. Kohlrausch. — *Sur les électrodes platinées et les mesures de résistances*, p. 315.

F. Kohlrausch. — *Sur les contacts de rhéostat*, p. 333.

F. Kohlrausch. — *Sur des variations très rapides du magnétisme terrestre*, p. 336.

M. Thiesen, K. Scheel et H. Diesselhorst. — *Sur une mesure absolue de la dilatation de l'eau*, p. 340.

W. Voigt. — *Nouvelle méthode pour l'étude de la conductibilité calorifique dans les cristaux*, p. 350.

W. Voigt. — *Recherche du moment électrique spécifique vrai d'une tourmaline*, p. 368.

R. Millikan. — *Démonstration expérimentale de la formule de Mossoti-Clausius*, p. 376.

J.-J. Balmer. — *Nouvelle formule pour les ondes spectrales*, p. 380.

L. Boltzmann. — *Sur le mémoire de M. Zermelo et sur l'interprétation mécanique de phénomènes irréversibles*, p. 392.

L. Boltzmann. — *Sur des rotations dans des champs électriques constants*, p. 399.

ILLUSIONS QUI ACCOMPAGNENT LA FORMATION DES PÉNOMBRES. APPLICATIONS AUX RAYONS X;

Par M. G. SAGNAC.

Formes des silhouettes. — Des ombres voisines paraissent souvent s'attirer à distance. Les ombres des objets qui se forment dans les pénombres d'objets antérieurs peuvent apparaître déformées quand la source rayonnante S possède un diamètre apparent sensible, que ce soit d'ailleurs une source de lumière ou de rayons X.

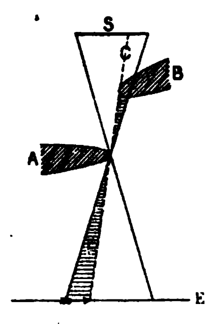


Fig. 1.

Si, par exemple, entre la source S et l'objet opaque A (*fig.* 1), on introduit progressivement un deuxième objet opaque B, le faisceau C des rayons qui éclairent la pénombre du bord de A tourné vers B[1] est supprimé dans la région F. La pénombre de A diminue ainsi de l'étendue F en faveur de l'ombre dont le contour, devenu plus net, s'avance vers l'ombre de B.

Quand l'intensité du rayonnement augmente, les pénombres semblent de moins en moins distinctes de la pleine lumière, soit à la vue, soit sur des photographies ; les déformations des ombres sont alors plus frappantes. Il en est de même pour les photographies quand la durée de pose augmente.

Ces photographies peuvent s'obtenir en disposant des écrans successifs à l'intérieur d'une chambre noire dont l'objectif est remplacé par un diaphragme convenable éclairé par la lumière diffuse.

Les apparences variées des ombres d'écrans successifs projetées

(1) Pour le bord opposé de A, la pleine lumière gagne sur la pénombre ; le bord de l'ombre devient plus net, mais reste immobile.

par la lumière ou par les rayons X s'expliquent d'après les principes indiqués. Voici quelques exemples pour le cas de deux écrans successifs seulement :

L'ombre d'une tige A, en pénétrant dans la pénombre d'un écran B *obliquement* au bord de B, apparaît incurvée et déviée comme par une sorte de réfraction. Si B est un système de fentes ou de tiges parallèles, l'ombre de A peut avoir l'apparence d'une torsade. Avec deux systèmes A et B de fentes ou de tiges, on peut avoir un système de torsades.

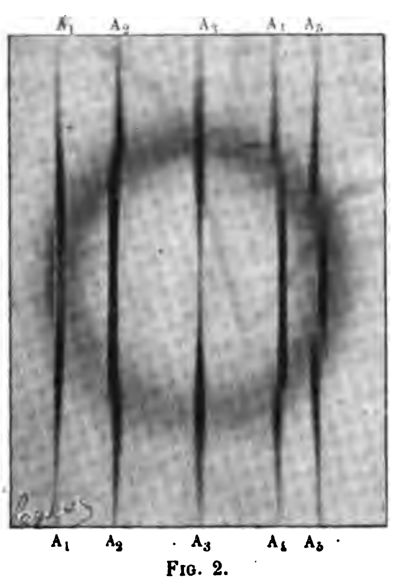


FIG. 2.

La *fig.* 2, reproduction d'une photographie obtenue avec une source lumineuse circulaire S, montre que les ombres des tiges A_1, A_2, A_4, A_5, placées derrière un anneau B, s'incurvent en pénétrant obliquement dans la pénombre de B, et, à l'intérieur de cette pénombre, ne prolongent pas leur ombre extérieure. La tige centrale A_3 présente seulement un élargissement apparent dans la pénombre de B. Comme la source S, vue d'une certaine région de la tige A_4, paraît divisée par l'anneau B, plus étroit, en deux parties distinctes, la tige A_4 présente deux ombres distinctes dans cette région. M. Mauritius [1] a obtenu de tels dédoublements et déformations avec

[1] MAURITIUS, *Wiedemann's Annalen*, t. LIX, p. 346 ; 1896.

un tube de Crookes du genre tube à croix, peu ou point diaphragmé, et les a regardés à tort comme liés à de nouvelles propriétés des rayons X.

Si à une étendue rayonnante S est associé un centre d'émission relativement intense, l'ombre nette d'un disque B que donnerait ce centre seul est éclairée intérieurement par S dans une zone où l'éclairement décroît des bords au centre ; cela suffit pour expliquer les apparences d'où M. Villari[1] a essayé de déduire le reploiement des rayons X derrière les obstacles[2]. Dans cette pénombre intérieure du disque B, une tige opaque A, normale à la plaque photographique, donne une ombre A′, qui s'éloigne du centre O de l'ombre du disque ; cela fournit une explication suffisante des apparences observées dans les ombres de Röntgen par M. Abel Buguet[3].

Remarque sur les expériences de déviation magnétique des rayons de Röntgen électrisés. — Pour établir l'existence des phénomènes annoncés par M. Lafay[4], il faudrait se mettre à l'abri du déplacement possible du foyer anticathodique S sous l'influence du champ magnétique de l'électro-aimant, ou de l'électrisation d'une partie de l'appareil. En effet, le déplacement de S a ici nécessairement : 1° une composante perpendiculaire à la fente F ; ou 2° une composante parallèle à la fente F. Or :

1° L'envahissement des pénombres par la pleine lumière, qui apparaît à la vue ou sur des photographies[5], s'exerce dissymétriquement des deux côtés d'un fil *f* placé devant une fente F d'une cer-

---

(1) Villari, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXIII, p. 420.

(2) Depuis que cette remarque a été publiée (*Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXIII, p. 880 ; 1896), M. Roiti a indiqué que la réflexion des rayons cathodiques par les parois du tube de Crookes peut encore compliquer la nature de la source rayonnante S. La réflexion des rayons lumineux d'une lampe lui a permis d'obtenir l'ombre d'un disque sous des aspects variés comprenant les figures qu'avaient obtenues, avec les rayons X, M. Roiti lui-même, M. Villari, M. Righi et quelques autres expérimentateurs (Roiti, *Rendiconti della Reale Accademia dei Lincei*, vol. VI, 1er sem., 5e série, fasc. 1 ; 3 janvier 1897).

Nous remarquerons que l'apparence annulaire de l'ombre d'un disque circulaire, signalée par M. Roiti, peut aussi s'obtenir avec une source annulaire ; or, la source de rayons X a fréquemment une forme annulaire dans les tubes du genre tube à croix.

(3) Abel Buguet, *Comptes Rendus*, t. CXXIII, p. 689 ; 1896.

(4) Lafay, *Comptes Rendus*, t. CXXII, p. 713 et 809 ; 1896.

(5) Ainsi, sur la *fig.* 2, la pénombre des tiges A est presque invisible dans la pleine lumière où les tiges paraissent très rétrécies ; l'élargissement et le déplacement apparent de la tige A_2 dans l'intérieur de l'anneau B indiquent que la pénombre intérieure de B s'étend jusqu'au-delà de A_2, où elle est cependant peu visible.

taine largeur, dès que la source S qui éclaire la fente F n'est pas placée convenablement devant cette fente. La pénombre du fil paraît diminuée du côté le plus éclairé, et le milieu apparent de l'ombre du fil est déplacé vers le côté dont l'éclairement est le plus faible, comme si les rayons étaient détournés de leur marche régulière. On peut ainsi avoir une déviation apparente des rayons X dès que leur source S est *déplacée perpendiculairement à la fente* F. L'effet augmente naturellement avec la largeur de la pénombre du fil. Il est surtout important quand le fil *f* est éclairé par une fente F plus large, et que l'écran ou la plaque photographique est assez loin du fil.

2° Un faible *déplacement de la source* S *parallèlement à la fente* F a de l'importance dès que la fente F n'est pas exactement parallèle au fil. La fente F étant éclairée successivement dans deux régions différentes de sa longueur, l'ombre du fil se déplace latéralement. Cet effet a précisément la même origine que le déplacement de la trace d'un faisceau de rayons défini par deux fentes non exactement parallèles, si bien signalé par MM. Hurion et Izarn [1] dans les fausses apparences de réfraction des rayons X.

On se mettrait sensiblement à l'abri de ces causes d'erreur en employant comme source de rayons X la lame plane d'un tube focus éclairant par sa tranche le fil placé presque exactement dans le prolongement de son plan et exactement parallèle à ce plan, comme dans les expériences qui ont permis à M. Gouy de montrer avec une grande précision l'absence de réfraction des rayons X [2].

Fausses apparences de diffraction des rayons X. — Quand on dispose devant une fente F qui reçoit des rayons X soit une deuxième fente G, soit une tige opaque T, parallèlement à F, les photographies obtenues aux différentes distances montrent des maximums ou des minimums d'impression qui ne sont pas sans analogie avec des franges de diffraction et ont été en effet regardés comme tels :

M. Kümmell [3] en a déduit pour longueur d'onde de ces rayons 3 microns ; MM. Calmette et Thuillier [4] arriveraient à un nombre du même ordre ; M. Fomm [5] trouve 0,014 micron.

---

(1) Hurion et Izarn, *Comptes Rendus*, t. CXXII, p. 1195 ; 1896.
(2) Gouy, *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 345 ; 1896.
(3) Kümmell, *Abhandlungen der Naturf. gesell. zu Halle*, t. XXI.
(4) L. Calmette et G. Thuillier, *Comptes Rendus*, t. CXXII, p. 877.
(5) L. Fomm, *Wiedemann's Annalen*, t. LIX, p. 350.

Or, si l'on emploie la lumière, avec des largeurs de fentes ou de tiges assez grandes et des distances assez petites pour que la diffraction n'intervienne plus, on obtient des franges apparentes occupant les mêmes positions que sur les photographies obtenues dans les mêmes conditions avec les rayons X. L'impression rétinienne ou photographique présente un maximum à la limite de séparation de la pleine lumière et de la pénombre d'un bord rectiligne. Il y a ainsi deux maximums intérieurs à une fente G, et entre eux, par suite, un minimum. Les deux maximums se confondent quand l'écran ou la plaque photographique se trouve à la limite de la zone de pleine lumière de la deuxième fente éclairée par la première plus large. L'ombre d'une tige T est de même bordée extérieurement de deux maximums. De plus, si la fente éclairante F est plus large que la tige T, au-delà de l'ombre portée par la tige, la rétine et la plaque photographique enregistrent deux minimums situés sur les prolongements des plans qui limitent la zone d'ombre ; c'est un effet complémentaire de l'effet d'une fente.

Ces apparences, ainsi liées à la distribution des pénombres, ne sont pas des franges de diffraction. On sait maintenant que les rayons X ne peuvent avoir que des longueurs d'onde de beaucoup inférieures à la centième partie de la longueur d'onde de la lumière verte (1).

D'une manière générale, on évitera d'attribuer inutilement à des propriétés spéciales d'un rayonnement certaines particularités des ombres qu'il projette : en discutant avec soin la formation des ombres d'après les divers écrans successifs, la forme et l'étendue de la source rayonnante, l'éclat de ses différents points (2), les modifications qu'un changement de position, d'intensité ou de distribution d'éclat de la source imprime aux ombres observées, par exemple, sur un écran fluorescent ou photographiées ; enfin, en comparant aux ombres projetées par la lumière.

---

(1) Gouy, *loc. cit.*

(2) Par exemple : au-delà de la zone d'ombre, la pénombre d'une tige verticale éclairée par une flamme cylindrique est plus claire au milieu que sur les bords. Elle est dédoublée en deux pénombres plus sombres que le fond. Chacune de ces pénombres est projetée par un bord de la flamme dont l'éclat intrinsèque est supérieur à celui du centre de la flamme. De même la pénombre d'un disque éclairé par une source annulaire est plus claire au centre que sur les bords et ressemble à l'ombre d'un anneau (voir plus haut, page 171, note 2).

La pénombre du bord d'un écran, ou l'image fournie par une fente, qu'éclaire un bec Auer, peuvent présenter des images des fils du capuchon, etc.

ILLUSIONS DE LA VUE QUI ACCOMPAGNENT LES DÉFAUTS D'ACCOMMODATION;

Par. M. G. SAGNAC.

Déformations des images voisines. — Des déformations analogues à celles des ombres voisines se produisent dans la vision pour des images voisines qui ne se forment pas exactement sur la rétine.

Ainsi tout objet A, placé assez près de l'œil pour donner une image A′ en arrière de la rétine, donne sur celle-ci une image diffuse qui, à l'approche d'un écran B, le doigt par exemple, introduit latéralement devant l'œil, se déforme comme par une sorte d'*attraction* en devenant nette dans sa partie déformée. La sorte de gaine semi-transparente qui entoure l'image diffuse de B semble ainsi réfracter l'image de l'objet A.

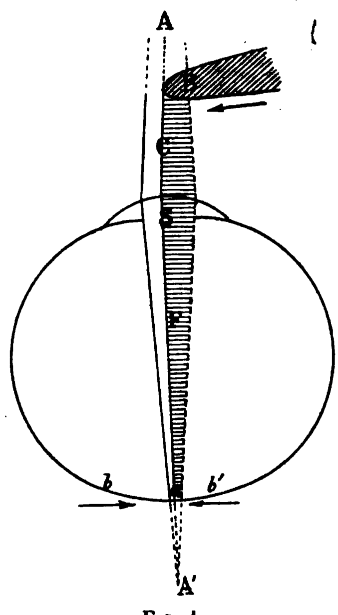


Fig. 1.

On voit sur l'*œil réduit* représenté par la *fig.* 1 que la zone de diffusion *a* de l'image du bord A est définie par l'image virtuelle A′ de A et par l'ouverture S de la pupille qui remplace ici l'étendue de la source rayonnante des expériences de pénombre. Le faisceau C qui définit *a* est supprimé par B dans la région F. L'image diffuse *a*

du bord de A, devenue plus étroite, paraît plus nette; son milieu semble s'être rapproché de l'image diffuse *b* de B. L'augmentation de l'éclairement favorise, comme pour les effets de pénombre, l'illusion d'une *attraction* (1).

Mais ici le phénomène peut être inverse : en refaisant la *fig.* 1 dans le cas où l'image A' de A se fait en avant de la rétine, on voit que l'image diffuse du bord de A se trouve maintenant limitée du côté même de l'image de B. Il doit donc y avoir *répulsion* apparente de A par B. C'est en effet ce que peut voir un œil myope visant un objet A de trop loin.

D'ailleurs, qu'il soit *hypermétrope* ou *myope*, un même œil armé d'une loupe voit l'*attraction* se changer en *répulsion*, quand le plan de visée passe d'au-delà en-deçà de l'objet A (2).

Reproduction des phénomènes en dehors de l'œil. — On peut imiter avec une chambre noire photographique les phénomènes que montre l'œil. Par exemple, on dispose, devant la chambre noire un ruban noir A sur un écran blanc bien éclairé (3), et l'on interpose convenablement, entre l'écran blanc et l'objectif, un écran noir B à bord arrondi : suivant que le tirage de la chambre noire est *raccourci* ou *allongé* à partir de la mise au point exacte sur le ruban noir, celui-ci paraît *attiré* par l'écran B, comme pour un œil *hypermétrope* visant de trop près, ou *repoussé*, comme pour un œil *myope* visant de trop loin.

Si B est un système de fentes inclinées devant le ruban, on peut voir, avec un tirage trop court, le ruban transformé par le phé-

---

(1) La limitation de l'image de A se fait sur la rétine en *b'*, dans le sens même du mouvement de B devant l'œil, de droite à gauche dans le cas de la *fig.* 1. Elle paraît, par suite, se faire en sens inverse, de gauche à droite. C'est une *illustration très simple du renversement de l'image perçue par rapport à l'image réelle*. En prenant pour objet A une fente éclairée ou un ruban blanc sur fond noir, on voit une ombre *b'* du doigt (*fig.* 1) avancer de gauche à droite quand le doigt est introduit devant l'œil de droite à gauche. C'est cette ombre *b'* du doigt qui limite progressivement l'image de la fente. Il faut rappeler ici la formation analogue des ombres bien plus nettes, que projette sur la rétine une petite ouverture très éclairée assez rapprochée de l'œil (G. Meslin, *Journal de Physique*, 2e série, t. VI, p. 341 ; 1887).

(2) Pour un œil *astigmate*, il n'est pas nécessaire que les objets A et B soient dans des plans différents. Le bord d'un objet peut alors paraître déformé à son croisement avec un autre bord situé dans le même plan.

(3) Avec un ruban blanc sur un écran noir la limitation de *a* se fait de la même manière, mais l'éclairement ne joue plus le même rôle, et l'illusion d'une attraction n'apparaît plus.

nomène d'attraction en une sorte de torsade; à travers chaque fente le ruban paraît dévié vers la normale aux bords des fentes. Si le tirage est trop long, de manière que les images des fentes aussi bien que du ruban se forment en avant du verre dépoli ou de la plaque photographique, on voit à travers chaque fente le ruban divisé en deux segments déviés vers la direction des fentes. Ces deux segments peuvent se réunir quand le système de fentes est avancé vers l'objectif jusqu'à faire son image en arrière de la plaque. A ce dernier cas se rapporte la photographie reproduite par la *fig.* 2.

Fig. 2.

Avec deux systèmes de fentes inclinées on peut avoir un ou deux systèmes de torsades, etc... Ces exemples suffisent à montrer la variété de ce genre d'illusions de la vue que l'on peut imiter, comme on voit, en photographie, ou en projection avec un système optique peu ou point diaphragmé.

Phénomènes observés à travers les instruments composés. — Les mêmes illusions se présentent, dans des conditions un peu plus complexes, quand l'œil vise à travers un instrument d'optique un objet qui n'est pas au point et dont l'image se fait près de celle d'un deuxième objet non au point et placé en avant ou en arrière du premier, par exemple entre l'œil et l'oculaire. Les fils d'un réticule,

les cils de l'œil, etc..., peuvent d'ailleurs jouer le rôle de ce deuxième objet. Ainsi, M. G. Meslin (¹) a montré que l'ombre des cils se projette sur la rétine quand l'œil vise à travers un système optique qui possède un anneau oculaire. Or, cette ombre des cils se déforme près des images des objets qui ne sont pas exactement au point. Par exemple, si l'on examine au microscope un réseau vivement éclairé qui n'est pas exactement au point, l'ombre des cils se transforme sur le réseau en une série de belles torsades dont le sens de torsion s'intervertit quand on passe d'un côté à l'autre de la mise au point exacte sur le réseau.

Influence des aberrations de l'œil. — Dans la chambre noire, un point A, qui ne forme pas exactement son image sur le verre dépoli, y donne une zone circulaire a à peu près uniforme. Mais, dans l'œil, *au voisinage de l'accommodation exacte*, la zone a présente quelques petites taches beaucoup plus nettes que le fond et formant comme autant d'images imparfaites du point A. Un objet délié, comme la pointe d'une épingle, regardé au voisinage de l'accommodation exacte sur un fond convenablement clair, peut montrer ainsi dans la plupart des yeux plusieurs images plus ou moins distinctes (²). De même, un fil de réticule, ou une raie spectrale qui n'est pas au point.

Deux fils noirs sur un fond bien lumineux ou deux traits noirs sur papier blanc, regardés ainsi, présentent à leur intersection un réseau de parallélogrammes ou de rectangles. De même, les deux fils d'un réticule qui n'est pas exactement au point.

Pour une orientation convenable d'un trait ou d'un fil par rapport à l'œil, certaines des images peuvent se superposer, surtout si le trait n'est pas suffisamment délié, ou le fil suffisamment fin. Aussi ne voit-on souvent que deux images. De même, des caractères d'imprimerie vus d'un seul œil peuvent paraître dédoublés par défaut d'accommodation, comme s'ils étaient vus à travers un spath légèrement trouble.

Dans les déformations apparentes d'un objet A au voisinage d'un écran B, les sortes d'images, au nombre de six, par exemple, que peut donner ainsi le bord de B (*fig.* 3), divisent en cinq zones x_1, x_2, ...,

---

(¹) G. Meslin, *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. VI, p. 509 ; 1887.

(²) Une conséquence très frappante de la multiplication apparente d'un bord rectiligne, vu par l'œil sans accommodation, est l'apparence de fines franges que montre une fente étroite regardée de trop près sur un fond lumineux. Dans certaines expériences, on pourrait croire ainsi à des franges de diffraction. On peut aussi bien voir le même phénomène très agrandi en regardant de très près l'ouverture d'une porte entrebâillée sur un fond éclairé.

z_5 la région diffuse semi-transparente qui borde l'image de B. Dans la région z_6, extérieure à ces cinq zones, un fin fil noir A, vu sans accommodation sur un fond convenablement clair, donne six images a_1, a_2,..., a_6. Le fil perd successivement ses images dans les cinq autres zones en commençant, dans le cas de l'attraction apparente, par l'image a_6 la plus éloignée de l'image b de l'écran B. Dans la première zone

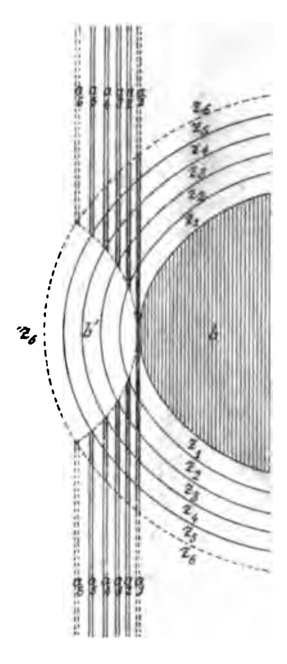


Fig. 3.

semi-transparente z_1, il donne ainsi une seule image a_1 qui est fort nette et noire. Dans les autres zones z, les images a sont, au contraire, semi-tranparentes, et d'autant plus qu'elles sont dans une région z plus éloignée de b ; il peut même arriver, dans la région de pleine lumière z_6, que les images extérieures a_1 et a_6 soient invisibles pour un éclairement suffisant ; c'est ainsi que se produit alors l'apparence de l'*attraction*.

L'*aberration de sphéricité* de l'œil permet d'expliquer que les diverses couronnes dans lesquelles on peut décomposer la tache a de diffusion d'un point A soient inégalement vives ; que, par exemple, la tache a soit plus vive aux bords qu'au centre. La *dissymétrie axiale* du sys-

tème optique de l'œil, d'où résulte l'astigmatisme, suffit à expliquer que certains secteurs de *a* se dessinent par leur éclairement spécial. La combinaison de ces deux genres d'aberrations explique alors la division de *a* en quelques taches beaucoup plus vives que le fond et tournant avec la tête de l'observateur.

On peut, d'ailleurs, imiter les apparences précédentes au moyen d'un système optique non diaphragmé présentant les deux genres d'aberrations. C'est ce qu'on obtient déjà avec une lentille non aplanétique, de révolution, mais légèrement inclinée sur l'axe optique, et mieux en combinant avec une lentille convergente non aplanétique un certain nombre de verres cylindriques, par exemple trois lentilles cylindriques à génératrices disposées en étoile (1).

L'étude de la tache de diffusion *a* que donne sur la rétine un point A vu sans accommodation exacte peut ainsi donner des renseignements précieux sur la forme de la surface caustique d'un point A dans le système optique de l'œil pour les diverses distances du point A, les diverses ouvertures de la pupille et les divers états de l'accommodation (2).

L'*aberration de réfrangibilité de l'œil* (3) irise les bords de l'image d'un objet A, de rouge quand l'image A′ de A se fait en arrière de la rétine, de bleu quand elle se fait en avant.

Cette irisation se complique quand l'éclairement de l'œil est marginal et subsiste alors pour l'accommodation exacte. Si l'on vise le bord de gauche A d'une source de lumière blanche, une fenêtre par exemple, près du bord de gauche B d'un écran parallèle au bord A et qui cache la partie droite de la source, le bord A de la source est irisé de bleu, et le bord B de l'écran, de rouge. Si l'écran B, placé très près de l'œil, ne laisse découverte qu'une portion assez restreinte

---

(1) Il convient de rapprocher de tout cela ce fait anatomique que le cristallin de l'œil est formé de fibres hexagonales disposées autour de l'axe de l'œil suivant une dissymétrie assez complexe. C'est sans doute une cause à ajouter aux autres causes de l'asymétrie axiale de l'*ensemble* de l'œil.

(2) Mais il faut alors tenir compte, en particulier, des corpuscules opaques que renferment les divers milieux de l'œil, des nombreuses cloisons radiales et circulaires du corps vitreux, des particularités de structure qui produisent les variations de sensibilité d'un point à l'autre de la rétine (tache jaune, tache aveugle, ramifications des vaisseaux sanguins et des veines de la rétine), etc. On voit fort nettement les détails de la tache de diffusion *a* en renvoyant dans l'œil, à l'aide d'un miroir plan métallique très voisin, la lumière d'une lampe déjà réfléchie par la cornée du même œil.

(3) Voir, en particulier, sur le chromatisme de l'œil :

Le Roux, *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXVI, p. 173.

de la pupille, il y a *diffraction* par le bord B et le bord de gauche de la pupille. On voit en effet des franges si la source de lumière possède un éclat intrinsèque suffisant, par exemple avec un bec de gaz papillon vu par la tranche. Mais, la dispersion de réfraction de l'œil étant de sens opposé à la dispersion de la diffraction, les franges de diffraction, qui bordent ainsi à gauche la source lumineuse blanche, sont sensiblement noires, comme lorsqu'on prend une source monochromatique. Le système optique de l'œil projette alors sur la rétine des *franges de diffraction sensiblement achromatiques* (1).

D'une manière générale, en tenant compte des particularités signalées dans la vision, on se met à l'abri de plusieurs sources d'erreurs dans les expériences d'optique où intervient l'œil de l'observateur ; on évite aussi d'attribuer à des erreurs de jugement ou à des propriétés spéciales de la sensation des apparences physiquement explicables et que l'on peut reproduire en dehors de l'organe de la vue (2).

SUR LA CONDUCTIBILITÉ MOLÉCULAIRE DES SELS EN DISSOLUTION;

Par M. P. JOUBIN.

La conductibilité moléculaire limite a la même valeur pour un certain nombre de sels en dissolution; cette loi me paraît conduire à une conséquence intéressante. M. Bouty prend une solution de chlo-

---

(1) L'expérience est plus nette quand on remplace le bord B par une fente. En regardant une fente lumineuse à travers une fente assez étroite, on ne voit les colorations à peu près normales des franges de diffraction que si le pinceau lumineux que laisse passer la seconde fente tombe au milieu de la pupille. Si l'œil est alors déplacé légèrement, à droite par exemple, de manière que la pupille soit seulement éclairée à gauche, la distribution des couleurs diffractées présente, par rapport à l'image centrale, une dissymétrie variable avec la position de l'œil. Avec une fente diffringente de largeur convenable, on peut arriver, par exemple, à voir une cannelure noire à la place de la première série des couleurs diffractées vues à gauche de la fente éclairante.

Dans les mêmes conditions, le premier spectre de gauche d'un réseau, au $\frac{1}{10}$ par exemple, placé contre la seconde fente pas trop fine, se ramasse en une image blanche, tandis que l'image centrale se colore.

Tous ces effets se reproduisent, bien entendu, sur un écran, avec une lentille non achromatique éclairée marginalement.

(2) Un défaut de mise au point, favorisé par exemple par un vif éclairement, pourra être utilement décelé par les *déformations* et, si l'œil intervient, par la *multiplication* des images observées.

rure de potassium à 1 molécule ($74^{gr},5$) par litre (c'est-à-dire à $74^{mmgr},5$ par centimètre cube), dont la résistance spécifique à 0° est de $15^{ohms},41$. En partant de ce nombre, il trouve que la résistance moléculaire limite en est sensiblement les 8/10. Imaginons que la molécule prise pour unité soit non pas la molécule chimique $74^{gr},5$, mais la molécule électrochimique C. G. S. (quantité électrolysée en 1 seconde par un courant de 1 C. G. S.), c'est-à-dire que la dissolution contienne $7^{mmgr},7$ environ par centimètre cube ; la résistance moléculaire limite est alors à peu près 125 ohms ou 12.50^{10} unités électromagnétiques C. G. S., ou sensiblement

$$\frac{4\pi}{3} \cdot 3.10^{10}.$$

Entre les deux électrodes de la cuve à électrolyse existe un champ électrique (que je suppose uniforme) ayant pour expression

$$h = \rho i,$$

ρ étant la résistance spécifique de la dissolution, et i la densité du courant. Or la notion de conductibilité moléculaire limite exprime que, lorsque la dilution est suffisante, les molécules salines sont indépendantes les unes des autres. Supposons, ce qui n'est qu'approximatif, mais suffisant pour la démonstration, qu'il en soit déjà ainsi pour la dissolution contenant 1 molécule par centimètre cube; dans l'équation précédente, ρ sera la conductibilité moléculaire limite ; quant au courant i, nous pouvons nous le représenter comme le transport par la molécule-ion d'une quantité i d'électricité ; on aura donc

$$h = \frac{4\pi}{3} \cdot 3.10^{10} i,$$

i est exprimé en unités électromagnétiques ; exprimons le champ h dans ce système, nous aurons simplement

$$h = \frac{4\pi}{3} i$$

ou

$$i = \frac{3}{4\pi} h.$$

Or cette charge est précisément celle que prend une petite sphère conductrice, de section égale à l'unité, placée dans le champ uniforme h, à condition que d'autres sphères voisines ne réagissent pas sur elle. On sera d'autant plus près de cet état d'indépendance que la

dilution sera plus grande, et la résistance moléculaire plus rapprochée de sa limite. Autrement dit : imaginons un élément de volume de l'électrolyte formé par un petit cylindre circulaire de base et de hauteur égales à l'unité, occupé par une molécule sphérique inscrite ; la quantité d'électricité i que transporte cette molécule est celle qu'induit le champ uniforme dans lequel elle se trouve placée.

Remarquons que c'est la quantité que l'on eût choisie *a priori* pour une telle molécule ; par suite, si on considère ce résultat comme une conséquence des théorèmes d'électricité statique, on est conduit à une définition théorique de l'équivalent électrochimique : *L'équivalent électrochimique d'un sel est le poids de ce sel qui, dissous dans un centimètre cube d'eau, puis indéfiniment dilué, donne pour la résistance moléculaire limite la valeur* $4\pi 10^{10}$ (*unités électromagnétiques*). Le rapport des équivalents électrochimique et chimique est ainsi défini *a priori*.

Enfin, pour l'explication complète du phénomène, il faut se représenter chacun des ions transportant sur l'électrode correspondante une quantité d'électricité égale, en valeur absolue, à la quantité i, et provenant des couches de glissement produites par influence sur la molécule entière.

Cette conséquence est basée sur la valeur de la résistance limite à 0°. Or M. Bouty a montré qu'elle variait en sens inverse de la température et qu'on pouvait écrire :

$$R_t = \frac{R_0}{1 + \alpha t};$$

il me paraît cependant que les résultats précédents ne sont pas infirmés par cette variation. En effet, nous n'avons pas tenu compte du milieu où est produit le champ. Si on appelle K le pouvoir inducteur spécifique de l'eau (que nous avions pris pour unité), l'expression numérique de ce champ est $\frac{\rho i}{K}$. Mais le pouvoir inducteur spécifique décroît quand la température [1] s'élève, comme la résistance spécifique, et l'on peut écrire $K = \frac{K_0}{1 + \alpha' t}$. Il suffit, pour que les conclusions précédentes soient encore exactes, que les coefficients de variation α et α' soient les mêmes. Il est difficile de dire actuellement s'il en est bien ainsi ; en tout cas, les expériences de M. Cohn semblent montrer qu'ils sont du moins du même ordre de grandeur.

(1) Cohn, *Lum. électr.*, t. XLIII, p. 627 ; 1892.

TENSION SUPERFICIELLE DE L'EAU ET DES SOLUTIONS SALINES;

Par M. H. SENTIS [1].

J'ai indiqué le principe de ma méthode dans un article paru dans ce recueil en 1887 [2]. J'y renvoie le lecteur, et me borne à ajouter ici que j'ai beaucoup augmenté la précision des mesures, en employant, au lieu du cathétomètre, un sphéromètre sur la tête duquel était installé le vase plein du liquide à étudier. On mesure ainsi directement la quantité $h_1 - h_2$ et avec une approximation qui atteint aisément le demi-centième de millimètre. De plus, j'ai considéré la partie inférieure de la goutte non plus comme une demi-sphère, mais comme un demi-ellipsoïde.

Tension superficielle de l'eau. — Avec l'eau distillée, j'ai exécuté, à la température ambiante, 22 séries d'expérience comprenant chacune la mesure d'une dizaine de gouttes. Les moyennes de ces séries se placent très exactement sur une droite répondant aux formules:

$$2F = 15{,}520 - 0{,}03144t \quad \text{(millig. par millim.)}$$
$$F = 76{,}09 - 0{,}1540t \quad \text{(dynes par centim.)}$$
$$F = F_0(1 - 0{,}002026t).$$

J'ai comparé mes résultats avec ceux qu'on déduit des nombreuses hauteurs capillaires mesurées autrefois par M. Wolf. Ce physicien a opéré avec deux tubes. L'un d'eux a été observé à la température ambiante pendant le cours d'une année. Les nombres qu'on tire des expériences faites avec ce tube sont en tel accord avec les miens que la formule précédente les représente tout aussi bien qu'eux, c'est-à-dire à moins d'un centième de milligramme près. L'autre tube faisait partie d'un appareil destiné à étudier les variations de la hauteur capillaire avec la température. Si on considère, parmi les résultats correspondants, ceux relatifs aux températures entre 0° et 30°, on trouve, avec les miens, une différence constante. M. Wolf a donc commis, cette fois, une erreur dans l'évaluation du diamètre du tube, erreur qui, d'ailleurs, n'est que de $0^{mm},005$, ce qui, d'après mes expériences, paraît être l'erreur normale à craindre, dans une visée,

---

[1] Résumé d'une thèse présentée à la Faculté des Sciences de Paris et insérée dans les *Annales de l'Université de Grenoble*.

[2] Voir *Journ. de Phys.*, 2e série, t. VI, p. 571; 1887.

même faite dans les meilleures conditions. J'indiquerai, à ce propos, qu'il est important d'étudier très soigneusement les conditions de l'éclairage, car la lumière réfléchie à la surface des objets visés peut fausser légèrement les mesures.

Augmentation de tension produite par un sel dissous. — Plusieurs physiciens, entre autres M. Volkmann et M. Rother, ont constaté que cette augmentation, d'ailleurs très petite, varie à peu près proportionnellement à la quantité de sel dissous, si la dissolution est étendue.

Je propose de remplacer cet énoncé par le suivant, qui s'applique même aux solutions concentrées.

La substitution de n molécules de sel à n molécules d'eau produit une augmentation de tension superficielle qui est sensiblement proportionnelle à n.

D'autre part, en désignant par: F, la tension superficielle de la solution saline; f, celle de l'eau à la même température ; u, le volume de 100 molécules d'eau; v, celui du mélange de $100 - n$ molécules d'eau et de n molécules de sel anhydre; Φ, une quantité définie par l'équation :

$$F\sqrt[3]{\frac{v}{u}} = \frac{100 - n}{100} f + \Phi,$$

j'ai trouvé que :

1° Φ *est indépendant de la température* (*entre* 0° *et* 30°) ;

2° $\frac{\Phi}{n}$ *est sensiblement constant jusqu'à la saturation pour les sels qui se dissolvent avec un notable abaissement de température ; il augmente lentement avec la concentration pour les sels qui, rendus anhydres, se dissolvent avec dégagement de chaleur;*

3° *La valeur constante de* $\frac{\Phi}{n}$, *ou sa valeur limite, est approximativement égale à* 1,66 *dynes par centimètre pour les sels à deux radicaux, et aux* 3/2 *de la valeur précédente, c'est-à-dire à* 2,49 *dynes, pour les sels à trois radicaux.*

Angle de raccordement. — L'angle de raccordement de l'eau avec une paroi de verre est-il nul ? Parmi les physiciens, les uns admettent, comme à peu près évident, qu'il est nul, quand la paroi est bien mouillée; les autres soutiennent que cet angle n'est nul que d'une façon tout à fait exceptionnelle. Parmi ces derniers, M. Quincke

a donné un procédé pour la mesure de cet angle. On observe une image formée par un faisceau de rayons lumineux réfléchis sur une petite portion de la surface courbe du liquide; et, en déplaçant graduellement ce faisceau, on trouve que, pour une certaine position, l'image disparaît. M. Quincke admet qu'au moment de sa disparition l'image est formée par les rayons réfléchis sur le dernier élément de la surface liquide; et, comme cette image disparaît avant de se confondre avec celle formée par les rayons réfléchis sur la paroi, il en conclut qu'il y a un angle de raccordement différent de zéro. Or remarquons que ce dernier élément n'a qu'une étendue infiniment petite, et que, par suite, la lumière qui s'y réfléchit n'a qu'une intensité infiniment voisine de zéro. Donc, tant que l'image est visible, c'est qu'elle est formée par les rayons réfléchis sur un petit miroir convexe, d'étendue plus ou moins grande, mais nécessairement finie. Et cette étendue est encore finie, quand elle cesse d'être assez grande pour que la première image conserve une intensité permettant de la distinguer à côté de la seconde. Si, par une approximation assez grossière, mais suffisante pour ma démonstration, on confond ce petit miroir courbe avec le plan tangent en son milieu, on voit qu'on doit forcément trouver un angle de raccordement différent de zéro (¹).

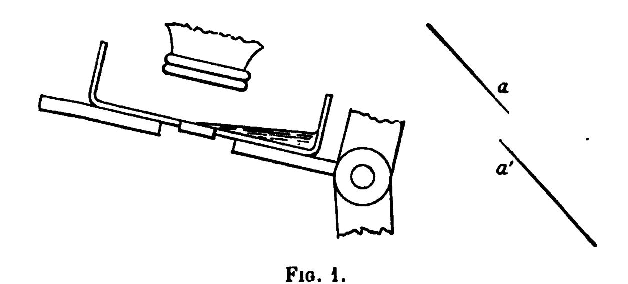


Fig. 1.

Voici mon procédé pour résoudre cette question. Dans le fond d'un petit cristallisoir (*fig.* 1) j'ai pratiqué une ouverture que j'ai fermée par une glace. Ce vase est placé sur le porte-objet très légèrement incliné d'un microscope, et on y verse un peu d'eau, de façon que la ligne de

(¹) M. Quincke a donné (*Wied. Ann.*, t. LII; *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. IV, p. 236; 1895) un autre procédé auquel on peut faire une objection de même nature.

raccordement arrive sur la glace et se trouve dans le champ du microscope. Dans ces conditions, la surface libre est sensiblement plane jusqu'au verre, et, par suite, si l'angle de raccordement n'est pas nul, le liquide forme un prisme de petit angle. Donc un point situé à la hauteur de l'arête de ce prisme devra donner deux images dans le microscope, l'une directe, l'autre par réfraction à travers le prisme. La face inférieure de la glace est très légèrement noircie à la flamme d'une bougie, et à l'aide de la pointe d'une aiguille on y trace un trait fin incliné à 45°. Si l'angle de raccordement est nul, on doit voir dans le microscope un trait continu, à peine courbé vers le milieu du champ. Si, au contraire, l'angle n'est pas nul, on doit voir le trait nettement coupé en deux, comme l'indique la figure.

Ceci posé, lavons avec soin le vase; passons-y un peu d'acide sulfurique concentré ; puis, rinçons et mettons de l'eau distillée ou une solution saline quelconque. Le trait est continu. Puis, au bout de quelque temps, la partie supérieure se sèche et le trait se coupe en deux. A ce moment, on aperçoit alors à l'œil une ligne nette, plus ou moins régulière, bordant le liquide; tandis que, précédemment, il n'y avait pas de ligne de raccordement précise. (Il faut, bien entendu, ne pas confondre avec une ligne brillante qui doit être l'image d'une fenêtre ou du miroir du microscope dans la très petite surface cylindrique suivant laquelle se fait le raccordement.) Ainsi, pour les liquides qui mouillent le verre, l'angle de raccordement est nul si la paroi a été bien lavée et ne se sèche pas. J'ajoute que, quelque bien lavée qu'ait été la plaque, si on l'a laissée sécher, le liquide n'y adhère plus que fort mal; il faut recommencer à la mouiller avec de l'acide sulfurique.

Mon procédé permettrait de mesurer l'angle de raccordement lorsqu'il n'est pas nul. Mais cette étude ne présente pas un grand intérêt, car cet angle est très variable. Si on diminue ou si on augmente lentement l'inclinaison du microscope, les deux traits s'écartent, ou, au contraire, se rapprochent presque à se toucher; puis, brusquement, la brisure se déplace, indiquant que la ligne de contact a changé de position. D'ailleurs cela se voit très bien à l'œil sans aucun appareil.

Prenons un tube de verre; fermons et fondons une extrémité; puis soufflons fortement. Il se forme une grosse ampoule qui éclate en donnant de très minces parois de verre. Si on dépose une goutte d'eau sur une de ces lames, elle s'étale avec une facilité et une régu-

larité parfaites; puis, généralement, la ligne de raccordement perd sa netteté et présente de très fines irisations. L'angle de raccordement peut donc être regardé comme nul pour le verre même sec, mais à condition qu'on vienne de le porter au rouge.

SUR LES UNITÉS PHOTOMÉTRIQUES;

Par M. A. BLONDEL [1].

Avant le récent Congrès des Électriciens à Genève, la photométrie n'avait fait l'objet que de discussions partielles et de résolutions isolées, dont la plus importante a été, comme on le sait, l'adoption par la Conférence internationale de 1884 de l'étalon Violle, déjà proposé en 1881. Cette Commission a défini « l'unité de lumière » comme étant « la quantité de lumière émise normalement par 1 centimètre carré de platine au moment de sa solidification ». En 1889, le Congrès des Électriciens adopta une unité pratique égale à 1/20 de la précédente et à laquelle il donna le nom, assez peu clair, de bougie décimale; on en a tiré, dans la pratique, une unité d'éclairement portant le nom de bougie à un mètre, ou bougie-mètre.

Au Congrès de Photographie de Bruxelles, on avait proposé une autre unité, le *phot*, représentant l'action pendant une seconde d'une bougie à un mètre.

Mais ces diverses décisions, dont la dernière a été d'ailleurs fort discutée, ne répondaient pas encore bien aux besoins croissants de la pratique, et le Comité d'organisation du Congrès de Genève a cru devoir inscrire la discussion de cette question sur le programme de ses travaux et m'a chargé du rapport.

Le but que je me suis proposé a été d'établir un système rationnel et complet de définition des grandeurs et des unités qui peuvent intervenir dans les études photométriques, de manière à donner à celles-ci une base aussi scientifique et une terminologie aussi précise que celles des autres branches de la physique.

I. *Grandeurs photométriques*. — Jusqu'ici on a employé sans grande méthode les mots de lumière, quantité de lumière, intensité, éclat,

---

[1] Résumé d'un rapport sur les unités photométriques, présenté au Congrès international des Électriciens à Genève. — Août 1896.

éclairement, en appliquant un même terme à des grandeurs souvent fort différentes. Il en est résulté de fréquentes confusions qu'il faudrait d'éviter désormais. Il convient dans ce but d'appliquer à la lumière des définitions analogues à celles qu'on emploie dans l'étude du magnétisme, et de faire intervenir trois grandeurs fondamentales : le *flux lumineux*, analogue au flux magnétique ; l'*intensité d'une source ponctuelle*, analogue à l'intensité d'un pôle magnétique ; et l'*éclairement*, qui joue le même rôle que l'induction magnétique.

La notion première, au point de vue expérimental, est l'éclat apparent des surfaces, qu'il ne faut pas confondre avec leur éclairement. Il est cependant rationnel de prendre comme grandeur fondamentale de la photométrie le *flux lumineux*, parce qu'il est proportionnel à l'*énergie* des radiations pendant l'unité de temps ; le coefficient de proportionnalité dépend, il est vrai, de la composition spectrale de la lumière et doit être différent pour des lumières de teintes différentes ; mais on peut ainsi rattacher la photométrie à la physique générale plus directement que si on prend l'intensité comme grandeur fondamentale. Pour beaucoup de physiciens, la notion du flux a paru jusqu'ici inutile, mais elle est cependant nécessaire si l'on veut que la photométrie permette d'évaluer le flux de lumière qui pénètre par une fenêtre exposée au soleil, le flux contenu dans le faisceau d'un projecteur ou d'un phare, flux constant dans tout le parcours du faisceau et qui constitue un des éléments caractéristiques de l'appareil (1).

Le tableau suivant résume les définitions que j'ai proposées pour les grandeurs photométriques suivant un ordre d'enchaînement rationnel :

Nom de la grandeur physique	Définition	Symbole et équation de définitions
Quantité de lumière contenue dans un faisceau de rayons lumineux.	Quantité proportionnelle (suivant un certain coefficient inconnu k) à l'énergie ε propagée par le faisceau.	$Q = k\varepsilon$
Flux lumineux dans le faisceau.	Quantité de lumière qui passe pendant l'unité de temps dans ce faisceau.	$\Phi = \frac{Q}{T}$
Éclairement sur une surface coupant le faisceau.	Rapport du flux reçu par cette surface à son aire.	$E = \frac{\Phi}{S}$

(1) Des exemples numériques annexés au rapport font ressortir cette nécessité.

Intensité ou puissance lumineuse d'une source ponctiforme.	Rapport du flux émis dans un cône infiniment petit à l'angle solide de ce cône (σ). (Pour une source non ponctiforme, on appellera intensité de puissance l'intensité d'une source ponctuelle produisant le même éclairement à la même distance.)	$I = \frac{\Phi}{\sigma}$
Éclat intrinsèque d'une surface lumineuse suivant une direction donnée.	Rapport de l'intensité lumineuse d'un élément infiniment petit de cette surface, dans la direction considérée, α, à l'aire de cet élément S, projetée normalement au rayon.	$i = \frac{I}{S \cos \alpha}$
Rayonnement intrinsèque d'une surface lumineuse.	Flux lumineux émis par unité de surface. Si on convient de ne pas faire de différence entre un flux émis et un flux reçu, le rayonnement n'est autre chose que l'éclairement de la source elle-même.	$E = \frac{\Phi}{S}$

II. *Étalons.* — Les grandeurs photométriques étant d'ordre physiologique, on doit renoncer à en donner une valeur physique et se contenter d'étalons empiriques : le choix de ceux-ci devient ainsi logiquement antérieur à celui des unités.

Les étalons de lumière actuellement en usage appartiennent à deux groupes : les étalons à flamme et les étalons à incandescence.

Étalons à flamme. — Il n'y a pas lieu de parler des bougies, tombées dans un discrédit complet. En Angleterre, la *Candle* est représentée aujourd'hui par l'étalon au gaz de pentane de Vernon-Harcourt ou de Dibdin. Ce dernier vaut 10 candles. La lampe au pentane liquide est moins employée.

En Allemagne, la *Kerze* est abandonnée au profit de l'étalon Hefner à l'acétate d'amyle, qui est devenu étalon légal.

En France on continue à employer la lampe Carcel; on fait aussi souvent usage de la lampe Pigeon à gazoline, de la lampe à pétrole, de l'étalon Hefner et du bec à gaz Giroud.

Les étalons à mèche brûlant un liquide ont le grave défaut de varier suivant l'état de la mèche, qu'il est très difficile de maintenir semblable à elle-même.

Pour les étalons à flamme en général, il faut éviter l'emploi d'un écran devant la flamme et tenir compte de la variation de composition et de pression non seulement du combustible, mais aussi du comburant.

Les deux meilleurs étalons à flamme semblent être actuellement ceux au pentane (Vernon-Harcourt) et à l'acétate d'amyle (Hefner); ce dernier est le plus sûr, comme appareil de précision, mais son emploi exige beaucoup de précautions.

Étalons à incandescence. — Quant aux étalons incandescents, théoriquement parfaits, ils sont très délicats à réaliser et jusqu'ici peu pratiques ; les lampes à incandescence et le bec Aüer, bien que très commodes, exigent un réglage assez précis de la pression ou de la tension et varient d'une manière très notable avec le temps. La solution la plus rationnelle, due à M. Violle, consiste dans l'emploi du platine à la température bien définie de la solidification ; il est regrettable que l'usage ne s'en soit pas encore répandu.

Comme étalons internationaux, il devient rationnel dans ces conditions d'adopter à la fois un étalon *primaire* au platine, conservé dans des laboratoires spéciaux, et un étalon *secondaire provisoire* qui serait la lampe Hefner; celle-ci est égale à 1,02 ou 1,06 bougie décimale (1/20 de violle).

III. *Unités.* — La nécessité d'un étalon concret force à prendre comme unité fondamentale, non pas l'unité de flux, mais l'unité d'intensité lumineuse, à la fois physique et physiologique : il faut y joindre des unités de longueur et de temps : le mètre et l'heure sont celles qui conviennent le mieux pour la pratique. Toutes les autres unités s'en déduisent, à commencer par celles d'éclairement et de flux qui, avec celle d'intensité, constituent la base des autres. A ces trois unités fondamentales, j'ai proposé d'affecter des noms spéciaux tirés des langues anciennes, conformément à notre système général de poids et mesures. On aura ainsi les mêmes noms dans toutes les langues, ce qui n'a pas lieu actuellement, et ces noms seront simples et clairs, contrairement au mot *bougie* actuel, qui, comme l'ancien mot de *pied*, s'applique à un étalon différent suivant les pays.

Les unités proposées et leurs définitions sont résumées dans le tableau ci-après :

Grandeur à laquelle s'applique l'unité	Nom de l'unité proposée	Définition de l'unité
Intensité lumineuse.	Pyr.	Intensité d'une source égale à 1/20 de Violle.
Éclairement.	Lux.	Éclairement produit par une source ponctuelle de 1 pyr sur une surface placée à 1 mètre normalement au rayon.
Flux.	Lumen.	Flux reçu par une surface de 1 mètre carré présentant l'éclairement de 1 lux ; ou flux émis par une source de 1 pyr dans un angle solide égale à l'unité (1).
Éclat.	Pyr par centimètre carré.	Éclat d'une surface produisant l'unité d'intensité par unité de surface apparente.
Quantité de lumière ou éclairage.	Lumen-heure.	Quantité de lumière correspondant au passage de l'unité de flux pendant l'unité de temps (2).

IV. *Interprétation des unités photométriques* dans la *Photométrie hétérochrome*. — Cette question très neuve est aussi trop complexe pour qu'on puisse en donner ici autre chose qu'un aperçu (3).

D'après les beaux travaux de MM. Charpentier, Macé de Lépinay et Nicati, Crova, etc..., la comparaison de lumières hétérochromes peut être faite à deux points de vue différents : celui de l'éclairement d'une surface (méthode d'égale clarté) et celui de la perception des détails (méthode d'égale acuité). Les résultats obtenus par les deux procédés de comparaison coïncident pour des lumières isochromes, mais diffèrent d'autant plus que l'inégalité de composition spectrale est plus grande.

Pour établir dans ces conditions des définitions de grandeurs et d'unités applicables aux lumières de teintes quelconques, je propose

(1) M Halsted et M. Macfarlane ont proposé pour cet angle unité le nom de « stéradian », auquel je préfère « sphéradian ».

(2) Dans une précédente étude, j'avais proposé le lumen-seconde, en lui donnant le nom de *rad*, déjà proposé par M. A. Buguet, ainsi que le *phot* ou lux-seconde pour le produit d'un éclairement par un temps. Dans le rapport j'ai abandonné ces propositions accessoires.

Le système très intéressant de M. Buguet, dont celui-ci m'a donné récemment connaissance, a paru dans le *Photo-Journal*, juillet 1891. Celui qui a été adopté par le Congrès de Genève en diffère essentiellement par la notion du flux lumineux qui en constitue la base absolument nouvelle.

(3) Pour l'exposé complet, je ne puis que renvoyer au rapport original où cette question est approfondie comme elle le mérite.

de résoudre la difficulté en dédoublant chaque grandeur et chaque unité en deux autres, qu'on obtient suivant qu'on en mesure la valeur d'après l'une ou l'autre des bases précédentes.

Chaque source présente ainsi une intensité *lumineuse* et une intensité *visuelle* exprimées par deux chiffres différents, et chaque étalon a de même deux valeurs.

L'étalon fondamental au platine seul a pour définition la même valeur dans les deux cas, et c'est à lui qu'on doit rapporter directement ou indirectement les mesures de clarté aussi bien que d'acuité.

Il faut, en outre, pour que les mesures soient bien définies, indiquer la valeur absolue de l'éclairement ou de l'acuité visuelle lors de la comparaison.

Le rapport présenté au Congrès a été soumis à l'examen d'une Commission présidée par M. Von Hefner Altenek ; à la suite des travaux de celle-ci, le Congrès a adopté dans leur ensemble les propositions précédentes, moyennant quelques modifications ; il a pris comme grandeur fondamentale l'intensité lumineuse, au lieu du flux lumineux ; il a remplacé « quantité de lumière » par « éclairage », et le mot pyr par « bougie décimale [1] », bien qu'il ait adopté, d'autre part, les deux autres noms de « lumen » et de « lux » ; enfin il a écarté provisoirement tout examen de la photométrie hétérochrome.

En définitive, les résolutions suivantes ont été adoptées :

1° Les grandeurs photométriques internationales ont comme base l'intensité lumineuse d'une source ponctiforme ; elles sont résumées dans le tableau suivant :

---

[1] Cette décision de détail me paraît fâcheuse, car elle conserve à l'unité fondamentale pratique un nom compliqué, formé contrairement à toutes les règles en matière d'unités internationales. Le principe de la nomenclature de ces unités est en effet que les noms fondamentaux (mètre, dyne, erg, etc.,) doivent être tirés des langues anciennes, sans rappeler aucun nom d'étalon, et n'avoir pas besoin de traduction dans les différentes langues. Cette condition n'est pas remplie par le mot « bougie », qui du reste perd toute signification, si on vient à oublier l'épithète « décimale ».

On a fait valoir contre le mot « Pyr » la difficulté que trouveraient les marchands de lampes à l'usage d'un mot nouveau. Mais on a oublié, je pense, que les paysans de tous les pays latins et allemands, malgré leur culture fort inférieure, se sont fort bien accoutumés au système métrique, qui présente bien plus de complications qu'un simple changement de nom.

J'espère qu'un prochain Congrès complètera sur ce point les décisions du Congrès de Genève ; il est d'ailleurs difficile qu'une réforme s'exécute complètement en une seule fois.

Grandeur	Nom de l'unité	Équation de définition
Intensité lumineuse.	Bougie décimale.	I
Flux lumineux.	Lumen.	$\Phi = I\Omega$
Éclairement.	Lux $= \frac{\text{Lumen}}{\text{mètre carré}}$	$E = \frac{\Phi}{S}$
Éclat.	Bougie décimale par centimètre carré.	$e = \frac{I}{S}$
Éclairage.	Lumen-heure.	$Q = \Phi T$

2° L'unité d'intensité lumineuse est la bougie décimale ;

3° Provisoirement la bougie décimale pourra être représentée pour les besoins de l'industrie par l'intensité lumineuse horizontale de la lampe Hefner, à condition de tenir compte des corrections nécessaires.

Je souhaite que ces décisions trouvent auprès des physiciens un accueil favorable; il y aurait certainement intérêt, au point de vue de la clarté du langage et de la comparabilité des divers travaux effectués sur la photométrie, à ce qu'ils fissent usage des définitions adoptées par les électriciens.

A.-P. SOKOLOW. — Experimentelle Untersuchungen über die Electrolyse des Wassers (Recherches expérimentales sur l'électrolyse de l'eau). *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 209 ; 1896.

Ce travail de M. Sokolow a pour but d'élucider certaines questions relatives à l'électrolyse de l'eau, qui avaient été soulevées par les travaux d'Helmholtz.

Helmholtz, en appliquant la loi de l'énergie libre aux phénomènes d'électrolyse et de polarisation, était arrivé aux conséquences suivantes :

La force électromotrice nécessaire à la décomposition de l'eau dépend directement de la densité de l'hydrogène et de l'oxygène qui existent sur les électrodes ; elle diminue avec elle, et dans un liquide entièrement purgé de gaz cette force électromotrice n'aurait d'autre limite que zéro.

Il avait, en outre, établi une formule qui donne la force électromotrice minimum A nécessaire à l'électrolyse en fonction des pressions p_H et p_0, sous lesquelles les bulles d'hydrogène et d'oxygène se dégagent aux électrodes ; — dans le cas où les gaz sont mélangés au-dessus du liquide $p_H = p_0 = p$, pression du gaz tonnant sur ce

liquide, et la formule se réduit à :

$$A = A_a + K\mathfrak{L}p. \quad (1)$$

p, pression du gaz tonnant en atmosphères ;

A_a, valeur de A pour $p = 1$;

K, coefficient numérique proportionnel à la température absolue du voltamètre.

Helmholtz avait cherché à vérifier cette formule par l'expérience en déterminant des valeurs de A correspondant à des valeurs de p. Pour s'apercevoir du commencement de l'électrolyse, il employait deux méthodes :

1° Observation des premières bulles de gaz dégagées sur les électrodes (électrolyse visible) ; mais il renonça bientôt à cette méthode, car il y a toujours un retard au dégagement des bulles de gaz par l'électrolyse, analogue au retard à l'ébullition, de sorte qu'il peut y avoir électrolyse bien avant qu'on ne voie le dégagement des bulles de gaz : les gaz dégagés se diffusent dans le liquide jusqu'à sa surface où ils se dégagent ;

2° Observation de la plus petite force électromotrice capable d'augmenter la pression que le gaz tonnant exerce déjà sur le liquide (électrolyse invisible) ; il a trouvé ainsi que, même sous pression très faible, $p = 10$ millimètres d'eau, on a encore $A = 1^v,64$, ce qui, d'après la formule (1), donne $A_a = 1^v,783$.

Ces résultats sont en contradiction avec les recherches d'autres physiciens, tels que Bartoli, Arons, etc..., qui ont constaté le dégagement de gaz pour des forces électromotrices < 1 volt (jusqu'à $0^v,33$) ; mais leurs expériences prêtent à critique.

M. Sokolow a donc entrepris une nouvelle série de recherches où il établit les points suivants :

I. — *On peut produire l'électrolyse de l'eau par des forces électromotrices aussi petites que l'on veut.*

Il s'agissait de trouver une preuve expérimentale directe de l'électrolyse, même quand celle-ci n'est pas visible et ne produit pas d'augmentation sensible de pression sur le liquide.

A, voltamètre (*fig.* 1) formé d'un tube de verre en forme d'O contenant une solution sulfurique ; on y fait le vide à 1/1000 millimètre de mercure ; — il se prolonge inférieurement par un tube long et étroit B.

cc', électrodes formées de fils de platine, soudées dans le verre et terminées par des disques de platine.

A 1/2 millimètre de ces disques sont les pointes DD' de deux fils de platine isolés, couverts par un tube de verre, sauf aux extrémités.

G, une large plaque de platine enroulée en cylindre et en communication avec le sol pour mettre au potentiel zéro un point du voltamètre situé en dehors du courant.

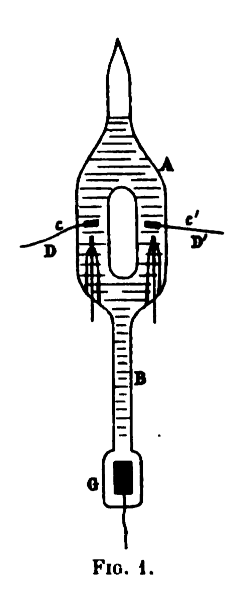


FIG. 1.

Un électromètre permet de déterminer à volonté les potentiels de cc'DD'.

Un commutateur permet d'intercaler les électrodes dans un circuit contenant une force électromotrice qui variait dans ces expériences de 5/1000 Daniell à 1/21 Daniell.

M. Sokolow voit qu'*aussitôt après la fermeture du courant les potentiels des pointes commencent à changer :* elles se polarisent dans le même sens que les disques voisins, leurs polarisations se rapprochent de plus en plus de celles des disques (75 à 80 0/0 après quatre ou cinq heures) ; — *cette polarisation des pointes ne peut s'expliquer que par l'électrolyse de l'eau :* les disques se couvrent de couches d'hydrogène et d'oxygène : ces gaz se diffusent dans le liquide, atteignent les pointes et les polarisent.

II. — *Une force électromotrice de 1 volt peut dégager du gaz tonnant avec une pression très faible, mais cependant déjà mesurable.*

L'appareil est un voltamètre en verre à solution sulfurique; les électrodes sont deux plateaux de platine de grande surface parfaitement purgés d'hydrogène occlus; on fait le vide dans le voltamètre par une trompe de Sprengel ; puis, on le met en communication avec une jauge de Mac Leod, et on intercale les électrodes dans le circuit d'un élément au calomel ($1^v,072$).

On voit alors que, par l'électrolyse, le gaz acquiert au-dessus du liquide une pression sensible ; mais cette électrolyse est si lente qu'après seize mois la pression est seulement de $2^{mm},53$ de mercure : ce qui explique qu'Helmholtz ne l'ait pas observée pour des forces électromotrices de $1^v,64$; — la limite de pression n'était pas encore atteinte à ce moment, car cette pression continuait à croître.

III. — Nous concluons de là que la mesure de l'accroissement de la pression du gaz tonnant due à une force électromotrice déterminée ne peut se faire exactement, et que, par suite, on ne peut employer cette méthode à la détermination de la constante A_a d'Helmholtz. Cette recherche nous révèle, de plus, qu'il y a un *retard très grand à l'électrolyse invisible de l'eau par les petites forces électromotrices.*

M. Sokolow attribue ce retard à des *forces d'absorption* des gaz sur le platine ou les autres métaux, forces qui retiendraient l'hydrogène et l'oxygène sur les électrodes et empêcheraient leur diffusion dans le liquide, comme le ferait une membrane imperméable entourant les électrodes, — forces qui doivent aussi contribuer à empêcher la formation des gaz en bulles, c'est-à-dire contribuer au retard de l'électrolyse visible.

IV. — *Pour déterminer* A_a, *il détermine la force électromotrice minimum* A *capable de produire l'électrolyse visible pour différentes pressions* exercées sur le liquide; mais il perfectionne la méthode d'observation du dégagement des bulles de gaz.

Un voltamètre en verre contient une solution sulfurique, on y fait le vide par une trompe de Sprengel ; puis, on exerce sur le liquide une pression connue au moyen d'une atmosphère d'oxygène ; — l'anode est un plateau de platine de grande surface ; la cathode, un fil fin de platine dont la pointe seule est hors d'un tube de verre et est dressée verticalement ;

On a bien débarrassé les électrodes de tout l'hydrogène occlus.

Pour une force électromotrice suffisante, on observe le dégagement

d'un grand nombre de bulles d'hydrogène à la cathode ; si on diminue la force électromotrice, le nombre de ces bulles diminue ; elles n'apparaissent plus que par intervalle et, en outre, après un certain nombre de bulles, le dégagement de gaz cesse.

On prend comme force électromotrice minimum pour l'électrolyse celle pour laquelle les bulles n'apparaissent plus qu'à intervalles de quinze minutes, et on en compte 3 ou 4, pour être bien sûr qu'elles sont dues à l'électrolyse ; — on a ainsi les valeurs de A pour différentes pressions : *on en déduit des valeurs de* A_a *qui vont en augmentant avec p, au lieu d'être égales comme le voudrait la théorie.*

Pression de l'oxygène, 1/43 de millimètre de mercure :

$$A = 0^v,640, \qquad \text{d'où :} \quad A_a = 0_v,745 \; ;$$

Pression de l'oxygène, 696 millimètres de mercure :

$$A = 0^v,830, \qquad \text{d'où :} \quad A_a = 0^v,832.$$

Nous adopterons pour valeur de A_a celle qui est relative aux faibles pressions : $A_a = 0^v,745$; cette *valeur est beaucoup plus petite que toutes celles déterminées jusqu'à présent*, *et cependant elle est certainement encore trop grande.*

M. Sokolow attribue le désaccord entre la théorie et l'expérience aux forces d'absorption, en admettant qu'elles croissent et, par suite, retardent davantage l'électrolyse visible, lorsque la densité des gaz sur les électrodes augmente, c'est-à-dire quand les pressions augmentent ;

C'est aussi à ces forces qu'il attribue le ralentissement, puis la cessation de l'électrolyse visible, après le dégagement d'un certain nombre de bulles.

V. — D'après ce qui précède, un *élément Daniell* ($1^v,09$) *doit produire l'électrolyse visible de l'eau dans les conditions ordinaires de pression.*

M. Sokolow le vérifie en prenant un voltamètre en verre contenant une solution sulfurique à 20 0/0 ; l'anode est un plateau de platine de grande surface ; la cathode une pointe fine de platine à quelques millimètres de l'anode ; on ne met aucune résistance dans le circuit ; avec un élément Daniell on observe un abondant dégagement de bulles d'hydrogène sur la pointe : il diminue et cesse avec le temps, mais reparaît si, après avoir interrompu le courant pendant vingt ou trente minutes, on le rétablit, etc...

Une élévation de température augmente la formation des bulles, et au-dessus de 60° celle-ci ne s'arrête plus.

Si on renverse le courant après le complet arrêt des bulles d'hydrogène on observe sur la pointe un vif dégagement de petites bulles d'oxygène qui ne dure aussi que quelques minutes; si on renverse encore le courant, on a de nouveau dégagement d'hydrogène sur la pointe, etc.

P. SACERDOTE.

M. CINELLI. — Sul massimo di densita di alcune soluzioni acquose e sull'azione del corpo disciolto sulle proprieta del solvente (Sur le maximum de densité de quelques dissolutions aqueuses et sur l'action du corps dissous sur les propriétés du dissolvant). *Il nuovo Cimento*, t. III, p. 161; 1896.

D'après Tammann, une solution aqueuse se comporte comme de l'eau pure, soumise à une pression extérieure équivalente à l'augmentation de la pression *intermoléculaire* par le fait de la solution : M. Lussana a soutenu que c'est là une vue trop simple des choses, et qu'on ne peut admettre que l'action du corps dissous se borne à augmenter la valeur d'une certaine pression intermoléculaire.

Il résulterait de la loi de Tammann qu'un abaissement de la température du maximum de densité serait toujours accompagné d'une contraction par le fait de la solution, et une élévation du maximum de densité, d'une dilatation.

L'expérience contredit nettement cette conclusion.

Pour le chlorure d'ammonium et l'acide tannique, la solution entraîne une augmentation de volume : or, pour diverses solutions de chlorure d'ammonium, on a les températures suivantes, pour le maximum de densité :

Solution à	2,45	+ 0°,74
—	1,23	+ 2°,42
—	0,65	+ 3°,29

Pour l'alcool éthylique, dont la solution dans l'eau comporte une contraction, on a les résultats suivants :

Solution à	4,71	+ 3°,73
—	2,35	+ 4°,36
—	1,17	+ 4°,35
—	0,58	+ 4°,23

On doit donc se rallier à la conclusion de M. Lussana.

B. BRUNHES.

D. MAZZOTTO. — Sull'effetto di appendice verticale applicate ai fili secondarii dell'apparato di Lecher (Sur l'effet d'appendices verticaux appliqués aux fils secondaires de l'appareil de Lecher). *Il nuovo Cimento*, t. III, février 1896.

Indice di refrazione dell'acqua per onde elettriche die 2 metri a 25 cm di lunghezza (Indice de réfraction de l'eau pour des ondes électriques de 2 mètres à 25 centimètres de longueur d'onde). *Rendiconti della R. Accademia dei Lincei*, 18 octobre 1896.

On peut, dans l'appareil de Lecher, faire varier la longueur d'onde, sans déplacer le premier pont jeté entre les deux fils métalliques parallèles. Il suffit de suspendre à ces deux fils, en deux points en regard pris entre les plaques du condensateur et le pont, des appendices verticaux; ils sont constitués par des tiges de fil métallique, de 10 centimètres chaque, suspendues les unes aux autres par leurs extrémités recourbées en crochet. Dans une expérience, le pont étant fixe à 100 centimètres du condensateur, si l'on suspend à 50 centimètres du pont un appendice de 120 centimètres, on fait passer la demi-longueur d'onde de la vibration primaire, de 904 centimètres à 927, et la demi-longueur d'onde de la vibration secondaire [1], de 164 centimètres à 316 centimètres; l'appendice allonge beaucoup plus la vibration secondaire que la vibration primaire.

Il est aisé d'appliquer ce résultat à une mesure d'indice pour un diélectrique solide ou liquide; le premier pont est fixe à l'entrée des fils parallèles dans le diélectrique solide ou dans la caisse contenant le diélectrique liquide; le second pont est également fixe, et à la sortie: ces deux ponts sont fixes et comprennent entre eux un milieu unique. Le troisième pont est mobile dans l'air; on règle: 1° la position et la longueur de l'appendice; 2° la position du troisième pont situé dans l'air, de manière à avoir des nœuds aux trois ponts. On reconnaît que la condition est bien réalisée, quand un *explorateur*, constitué par un petit excitateur à étincelles, placé entre le second et le troisième pont, donne des étincelles de longueur maximum: c'est qu'alors il y a résonance entre les segments successifs compris entre les ponts.

Pour l'eau distillée, on trouve ainsi, pour des longueurs d'onde variant de 2 mètres à 26 centimètres, un indice égal à 9,00, à la température de 19°.

B. Brunhes.

---

[1] L'existence de ces deux vibrations a été mise en évidence par l'auteur (*Journal de Phys.*, 3e série, t. V, p. 40) et démontrée théoriquement par M. von Geitler (*Sitzungsberichte de l'Académie de Vienne*, t. CIV, II, p. 994).

A. FONTANA. — **Regolo calcolatore delle correzioni del peso dei corpi nell'aria (Règle à calcul pour la correction en poids des corps dans l'air).** *Il nuovo Cimento*, t. III, p. 324.

Règle à calcul spéciale, disposée en vue de faciliter le calcul de réduction au vide des pesées dans l'air.

R.

A. BATTELLI et A. GARBASSO. — **Azione dei raggi cathodici sopra i conduttori isolati (Action des rayons cathodiques sur les conducteurs isolés).** *Il nuovo Cimento*, 4e série, t. IV, septembre 1896.

A l'intérieur d'un tube de Crookes et en face de la cathode est placée une boule de laiton communiquant à un électroscope ; la boule est entourée d'un grillage cylindrique relié au sol et de lames métalliques destinées à empêcher l'action des rayons X produits sur les parois du tube. Dans ces conditions, les auteurs observent qu'une charge négative de l'électroscope disparait sous l'action des rayons cathodiques avec un aimant, et que, si l'électroscope est primitivement neutre, il se charge positivement ; ils obtiennent le même effet en déviant les rayons cathodiques avec un aimant, d'où ils concluent qu'il y a des rayons cathodiques non déviables par l'aimant.

Ces résultats sont en désaccord avec ceux obtenus par M. Perrin, qui a constaté une charge négative d'un conducteur frappé par les rayons cathodiques ; dans le même travail M. Perrin a montré que la cathode prend une charge positive.

Peut-être un effet de ce genre est-il intervenu dans les expériences de MM. Battelli et Garbasso, où il ne semble pas que les auteurs aient précisé la différence de potentiel existant entre la cage métallique formant cylindre de Faraday, d'une part, et l'anode et la cathode, d'autre part. On pourrait aussi penser à une influence perturbatrice de la lumière, l'action obtenue étant, comme le remarquent les auteurs, la même que celle de la lumière ultra-violette.

Ch. MAURAIN.

A. BATTELLI et A. GARBASSO. — **Sulla disperzione delle cariche elettrostatiche prodotta dai raggi ultra violetti (Sur la dispersion des charges électrostatiques par les rayons ultra-violets).** *Il nuovo Cimento*, 4e série, t. III, juin 1896.

Les auteurs ont repris l'expérience par laquelle Röntgen a montré qu'on peut décharger un corps électrisé en dirigeant sur lui de l'air

qui a été récemment traversé par les rayons X (1) ; ils ont cherché si les rayons de l'arc électrique ont une action de ce genre : les résultats ont toujours été négatifs, alors qu'en remplaçant l'arc par un tube de Crookes on obtenait une décharge très nette.

Ch. Maurain.

E.-H. GRIFFITHS et Miss D. MARSHALL. — The latent heat of evaporation of benzène (Chaleur latente de vaporisation du benzène). *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLI, p. 1 ; 1896.

A des détails près, la méthode employée est la méthode de compensation qui a déjà servi à M. Griffiths à déterminer la chaleur latente de vaporisation de l'eau (2).

Les résultats sont exprimés en fonction de l'unité thermique à 15° (3) par la formule :

$$L = 107,05 - 0,158t,$$

t désignant la température centigrade.

A la température de 80°,2 qui, d'après MM. Ramsay et Young, est la température d'ébullition du benzène sous la pression normale, cette formule donne :

$$L = 94,37.$$

E. Bouty.

Miss D. MARSHALL et W. RAMSAY. — A method of comparing directly the heats of evaporation of differents liquid at their boiling points (Méthode pour comparer directement les chaleurs latentes de vaporisation de divers liquides à leurs points d'ébullition). *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLI, p. 38 ; 1896.

Miss D. MARSHALL. — On the heats of vaporization of liquids at their boiling points (Sur les chaleurs latentes de vaporisation de divers liquides à leurs points d'ébullition). *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLIII, p. 27 ; 1897.

La méthode consiste essentiellement à déterminer les pertes de poids de deux récipients A et B contenant les liquides que l'on veut comparer (portés d'avance et maintenus à leurs points d'ébullition respectifs), quand on fait passer pendant le même temps un même courant dans des résistances connues plongées dans ces liquides.

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 189 ; 1896.
(2) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 550 ; 1896.
(3) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. VI, p. 25.

Les récipients A, B sont en verre : ils ont à peu près la forme de lampes à incandescence munies d'un col étiré et dont le filament de charbon aurait été remplacé par une spirale de platine, ou, mieux, de maillechort. Chacun de ces récipients est supporté à l'intérieur d'une double enveloppe où circule un courant de vapeur du même liquide, bouillant sous la pression atmosphérique. Quand on juge que le liquide du récipient a atteint son point d'ébullition, on lance le courant électrique ; la vapeur dégagée est entraînée avec celle du bain de vapeur et condensée en dehors de l'appareil. Pour éviter les retards d'ébullition, on a introduit dans chaque récipient un bout de tube capillaire contenant de l'air : c'est l'artifice proposé par M. Gernez.

Pour comparer les résistances des spirales contenues dans les récipients, il n'est pas légitime d'admettre que celles-ci sont exactement à la température du liquide bouillant : on compare directement les valeurs de ces résistances, dans les conditions mêmes où elles se trouvent placées, par une méthode d'opposition consistant à équilibrer la différence de potentiel entre les deux extrémités de la résistance, par une différence de potentiel variable prise sur un circuit indépendant.

La perte de poids du liquide pendant la période d'échauffement dans le bain de vapeur peut être négligée : la correction correspondante n'est pas supérieure à la limite des erreurs d'expériences qui, d'après les auteurs, n'atteignent pas $\frac{1}{100}$.

On a dû renoncer à l'emploi de l'eau comme liquide de comparaison. Les chaleurs latentes données par les auteurs sont calculées au moyen de la chaleur latente du benzène, déterminée directement par M. Griffiths et miss Marshall [1].

Le tableau suivant résume les résultats du travail de miss Marshall et de M. Ramsay : A est le rapport de la chaleur latente du liquide à celle du benzène : c'est le résultat direct de l'expérience ; L_1 est la chaleur latente calculée en valeur absolue au moyen de celle du benzène ; L_2, la même chaleur latente calculée par la formule

$$L_2 = \frac{T}{E}(u' - u)\frac{dp}{dt}$$

d'après les données des expériences de M. Young. Enfin, on a réuni

[1] Voir ci-dessus, p. 201.

sous la rubrique L_3 toutes les données antérieures sur les chaleurs latentes. On sera sans doute surpris de la grandeur des écarts, soit entre les nombres L_3 trouvés par divers expérimentateurs pour un même liquide, soit entre les nombres L_1 observés et L_2 calculés par les auteurs. Quand les deux nombres L_1 et L_2 diffèrent de près de 8 0/0 (formiate de méthyle, par exemple), il paraît assez difficile d'admettre, avec les auteurs, que la méthode de mesure de L_1 soit correcte à 1 0/0 près.

Liquide	A	L_1	L_2	L_3	
Benzène	1,000	94,4	»	109,0	Regnault (1).
				93,4	Schiff.
				92,9	Wirtz.
				107,6	Jahn.
Toluène	0,920	86,8	»	83,6	Schiff.
Métaxylène	0,877	82,8	»	78,3	Schiff.
Alcool	2,293	216,5	»	202,4	Andrews.
				227,0	Brix.
				208,0	Despretz.
				208,9	Favre et Silberman.
				206,4	Schall.
				205	Wirtz.
				201,4	Louguinine.
Acide acétique	1,028	97,0	92,7	120,8	Berthelot.
				84,9	Berthelot et Ogier.
				101,9	Favre et Silberman.
Formiate de méthyle	1,167	110,1	119,4	117,1	Andrews.
				115,2	Berthelot.
Formiate d'éthyle	1,000	94,4	93,4	105,3	Andrews.
				100,4	Berthelot.
				92,2	Schiff.
				113,25	Jahn.
Acétate de méthyle	1,028	97,0	96,8	110,2	Andrews.
				94,0	Schiff.
				113,86	Jahn.
Formiate de propyle	0,956	90,2	87,3	85,3	Schiff.
Acétate d'éthyle	0,933	88,1	84,3	92,7	Andrews.
				83,1	Schiff.
				84,3	Wirtz.
				102,14	Jahn.

(1) ANDREWS, *Quart. Jour. Ch. Soc. London*, t. I, p. 27; 1849. — REGNAULT, *Mém. de l'Acad.*, t. XXVI, p. 761; 1862. — BERTHELOT, *C. R.*, t. XC, p. 1510, 1888; *Essais de Méc. ch.*, t. I, p. 418. — BERTHELOT et OGIER, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 5e série, t. XXX, p. 400; 1883. — BRIX, *Pogg. Ann.*, t. LV, p. 351; 1842. — DESPRETZ, *Ann. de Ch et de Phys.*, 2e série, t. XXIV, p. 323; 1823. — FAVRE et SILBERMANN, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 3e série, t. XXXVII, p. 461; 1893. — SCHALL, *Ber. Deutsch. ch. Gesell.*, t. XVII, p. 2199; 1844. — SCHIFF, *Liebig's Ann.*, CCXXXIV, p. 326; 1886. — WIRTZ, *Wied. Ann.*, t. XL, p. 438; 1890. — JAHN, *Zeitsch. f. phys. Ch.* t. XI, p. 790; 1893. — LOUGUININE, *C. R.*, t. CXIX, p. 601; 1894.

Liquide	A	L_1	L_2		L_3
Propionate de méthyle.	0,943	89,0	87,7	84,2	Schiff.
Acétate de propyle.....	0,881	83,2	79,8	77,3	id.
Propionate d'éthyle....	0,867	81,8	79,2	77,1	id.
Butyrate de méthyle...	0,844	79,7	72,5	77,3	id.
Isobutyrate de méthyle.	0,794	75,0	76,3	75,5	id.

Le second tableau se rapporte au nouveau travail de miss Marshall. La colonne P indique la pression sous laquelle avait lieu l'ébullition ; A et L_1 ont le même sens que dans le tableau précédent.

Liquide	P	A	L_1
Hexane normal.........	747,3 762,4	0,827 0,839	79,2
Alcool méthylique......	761,9 730,2	2,757 2,784	261,6
Acide formique.........	755,8 753,0	1,276 1,274	120,4
Iodure de méthyle......	753,8 753,0 765,6	0,492 0,485 0,481	45,9
Iodure d'éthyle.........	767,6 763,4 762,8	0,512 0,504 0,496	47,6
Bromure d'éthyle.......	767,5 767,9 767,3	0,622 0,613 0,628	58,6
Chloroforme............	752,8 751,0 759,8	0,621 0,614 0,621	58,4
CCl^4..................	762,2 759,3	0,494 0,489	46,4
Aniline	765,6 766,9 764,5 757,4 749,0	1,221 1,166 1,181 1,253 1,216	113,9
Alcool	772,5 771,8 772,5	2,290 2,293 2,293	216,4

E. Bouty.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

5e Série, t. XLIII ; janvier et février 1897.

A. SCHUSTER. — Electrical notes. — III. On the magnetic force acting on moving electrified spheres (La force magnétique exercée sur des sphères électrisées en mouvement). P. 1-11.

M. J.-J. Thomson [1], dans un mémoire publié en 1881, et, depuis, dans son beau livre *Notes on recent researches in electricity* a donné pour cette force magnétique deux expressions différentes l'une de l'autre et différentes de celle qui a été indiquée ailleurs par M. Heaviside [2].

M. Schuster établit que l'expression donnée par M. Heaviside est seule correcte si l'on admet : 1° le résultat de l'expérience classique de Rowland ; 2° et l'égalité de l'action et de la réaction entre un aimant et une particule électrisée en mouvement.

E. Bouty.

W. SUTHERLAND. — Boyle's law at very low pressures (La loi de Mariotte, pour de très faibles pressions). P. 11-19.

On admet, en général, que les insuccès dans l'étude de l'élasticité des gaz aux basses pressions tiennent surtout aux condensations sur les parois. L'auteur cherche à établir, à l'aide de la théorie cinétique, et en faisant de nombreuses approximations, que cette manière de voir n'est pas fondée ; mais il excepte lui-même de sa démonstration le cas de parois très poreuses, ou ayant une affinité d'ordre chimique pour le gaz contenu. Enfin, il attribue les irrégularités constatées, pour l'oxygène et l'air dans la loi de compressibilité, à une transformation partielle de l'oxygène en ozone, qui se ferait spontanément aux basses pressions.

L. Houllevigue.

---

(1) *Phil. Mag.*, 5e série, t. XI, p. 227.
(2) *Ibid.*, t. XXVII, p. 324 ; 1889.

W. STROUD et J.-B. HENDERSON. — A satisfactory method of measuring electrolytic conductivity by means of continuous currents (Méthode satisfaisante pour mesurer les conductibilités électrolytiques au moyen de courants continus). P. 19-27.

La méthode de MM. Stroud et Henderson, variante d'une méthode proposée par M. F. Kohlrausch, et appliquée par M. Tollinger(1), est représentée par le schéma (*fig.* 1). *c* et *c* sont deux cellules électrolytiques à électrodes de platine, formées chacune de deux tubes à essai ver-

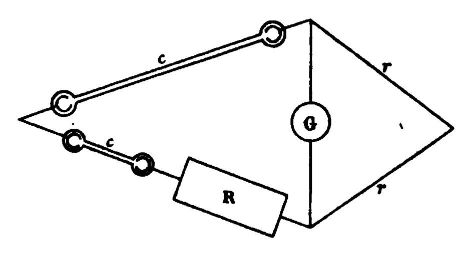


Fig. 1.

ticaux réunis par un tube horizontal : ces cellules ne diffèrent l'une de l'autre que par la longueur du tube ; elles contiennent l'une et l'autre le même électrolyte et sont placées sur deux des branches d'un pont dont les deux autres branches sont égales. On établit l'équilibre à l'aide d'un rhéostat métallique R placé dans la branche de la petite cellule *c*. Dans ces conditions les courants qui traversent les cellules sont égaux, et on peut espérer que les perturbations dues à la polarisation des électrodes seront éliminées.

Les auteurs emploient une différence de potentiel d'environ 30 volts aux bornes du pont, des résistances électrolytiques de plusieurs dizaines de mille ohms et un galvanomètre d'Arsonval de 300 ohms. Les cellules électrolytiques sont placées dans un bain que l'on agite énergiquement et dont la température est mesurée à $\frac{1}{50}$ de degré près. Le courant est lancé dans l'appareil pendant une demi-minute pour polariser les électrodes, puis interrompu pendant deux minutes pour permettre à l'électrolyte de bien prendre la température du bain; enfin on ajoute ensuite la résistance R en fermant le circuit pendant

(1) Tollinger, *Wied. Ann*, t. I, p. 510; 1877.

des temps très courts. Dans ces conditions, l'auteur estime que les mesures sont exactes à $\frac{1}{2000}$.

Un calibrage au mercure des cellules *c*, *c*, effectué une fois pour toutes, détermine le facteur par lequel il faut multiplier la résistance R pour obtenir la résistance spécifique de l'électrolyte à la température de l'expérience.

E. Bouty.

E. BARTON et G. BRYAN. — Absorption of electric wawes along wires by a terminal bridge (Absorption des ondes électriques par un pont). P. 39-45.

M. Heaviside a démontré que, dans le cas de perturbations électromagnétiques, se propageant le long de deux fils parallèles réunis à leurs extrémités par un pont, le rapport des variations de potentiel, en un point du fil, dues respectivement aux ondes réfléchies et aux ondes incidentes, est

$$\rho = \frac{R - Lv}{R + Lv};$$

ρ est en quelque sorte le pouvoir réflecteur du pont, R sa résistance, L le coefficient de self-induction de la ligne qui guide les perturbations, et *v* la vitesse de propagation des ondes, le tout évalué en unités électro-magnétiques.

On voit donc que, si $R = Lv$, $\rho = o$, c'est-à-dire que les ondes stationnaires, dues à l'interférence des ondes directes et réfléchies, ne pourront plus se former ; c'est cette proposition que MM. Barton et Bryan ont cherché à vérifier. Le dispositif est analogue à celui employé par M. Bjerknes (V. Poincaré, *Oscillations électriques*, p. 162) et donne des ondes de $8^{m},50$ de longueur. On avait, pour la ligne employée, $Lv = 560\omega$. En donnant au pont (dont la self-induction et la capacité étaient très petites) une résistance R voisine de 560ω, on trouva que les ondes stationnaires étaient à peine sensibles.

La formule de M. Heaviside montre de plus que, pour toutes les valeurs de R comprises entre zéro et Lv, ρ est négatif ; les maxima et les minima des ondes stationnaires devront donc, pour toutes ces valeurs, se trouver aux mêmes points ; c'est ce que les auteurs ont vérifié en faisant $R = o$ et $R = 261$. Au contraire, si $R > Lv$, ρ est

positif : les maxima des ondes stationnaires devront donc correspondre aux minima du cas précédent, et *vice versa ;* cette conséquence est vérifiée approximativement avec un pont de résistance $R = 1350\omega$.

L. HOULLEVIGUE.

J.-C. BOSE. — On a complete apparatus for the study of the properties of electric waves (Appareil pour l'étude des propriétés des ondes électromagnétiques). P. 55-68.

L'appareil décrit dans ce mémoire est analogue, comme excitateur et comme résonateur, à celui employé par Lodge. Il fournit des ondes de longueur égale à 6 millimètres. L'auteur vérifie successivement tous les faits connus touchant la réflexion, la réfraction, l'absorption, l'interférence, la double réfraction et la polarisation des ondes électriques. Voici les résultats de quelques mesures :

Indice de réfraction	du soufre commercial........	1,73
—	de la poix....................	1,48
—	du coaltar...................	1,32

On trouve également dans ce mémoire quelques indications sur la double réfraction électrique produite par certains cristaux, serpentine, tourmaline, béryl, apatite, des roches stratifiées et des produits végétaux.

L. HOULLEVIGUE.

J. TROWBRIDGE et T.-W. RICHARDS. — The spectra of Argon (Les spectres de l'argon). P. 77-83.

L'argon pur, utilisé dans ces recherches, est un échantillon fourni par lord Rayleigh; il est enfermé dans un tube à partie capillaire large, sous la pression de 1 millimètre environ. Afin d'opérer dans des conditions définies, on utilise une batterie d'accumulateurs de 5.000 éléments (plus de 10.000 volts en tension); sur le circuit est interposée une résistance de plusieurs millions d'ohms, formée avec des tubes assez larges remplis d'eau distillée. Il suffit d'une force électromotrice d'environ 2.000 volts pour obtenir le spectre dit « rouge » avec un courant continu; si le vide est poussé au-delà de 1 millimètre, il faudra une tension plus forte, surtout au début, pour amorcer la décharge.

Si on introduit en dérivation sur le tube Geissler un condensateur avec micromètre à étincelle, la décharge dans le tube devient intermittente, et on voit apparaître le beau spectre « bleu » caractéristique de l'argon. Il suffit de ralentir la décharge en interposant entre le condensateur et le tube soit une résistance (8 ohms), soit une self-induction (0,015 henry), pour voir réapparaître le spectre rouge.

L'apparition du spectre bleu constitue un réactif extrêmement sensible des décharges oscillantes : un tube contenant l'argon à une pression convenable donne la lueur bleue dès qu'on l'approche dans le voisinage d'un excitateur donnant 115.000.000 d'oscillations par seconde, et constitué par deux lames de zinc de 40 centimètres carrés munies d'un micromètre à étincelle.

L. Houllevigue.

W. SUTHERLAND. — Two new pressures-gauges for the highest vacua (Deux nouvelles jauges manométriques pour très basses pressions). P. 82-99.

Il paraît résulter des expériences de Baly et Ramsay que la jauge de Mac-Leod donne des résultats illusoires pour des pressions inférieures à quelques millionièmes d'atmosphères. L'auteur attribue ce résultat à des traces de vapeur d'eau, et propose de substituer à la jauge de Mac-Leod deux appareils employés par Crookes (il ne semble pas les avoir expérimentés lui-même) :

1° Le premier (viscosimètre) est un disque oscillant dans le vide à mesurer : on déduit le coefficient de viscosité de la mesure du décrément logarithmique. Or, ce décrément garde une valeur fixe L tant que la pression est supérieure à 4 millimètres. Pour une pression plus petite p, il prend une valeur plus petite l, et l'auteur établit par des considérations qui paraissent un peu hypothétiques que :

$$\left(\frac{L}{l} - 1\right) p = C^{te}.$$

D'où le moyen de mesurer p. Cette méthode fournit, pour des pressions voisines du millionième d'atmosphère, des valeurs beaucoup plus fortes (jusqu'à 26 fois) que celles données par la jauge Mac-Leod.

2° Le second appareil (radiomètre de torsion) est un radiomètre éclairé par une lumière fixe, et dont les ailettes sont supportées par

un fil; de l'angle de torsion on peut déduire la pression exercée sur les ailettes; l'auteur donne une formule qui relie cette grandeur à la pression de la masse gazeuse contenue dans le radiomètre. Les résultats de cet appareil sont intermédiaires entre ceux du viscosimètre et de la jauge de Mac-Leod, les trois méthodes étant en concordance jusqu'à 10 millionièmes d'atmosphère environ.

L. Houllevigue.

LORD RAYLEIGH. — On the passage of electric wawes trough tubes, or the vibrations of dielectric cylinders (Vibrations électriques d'un cylindre isolant). P. 125-132.

Étude purement analytique de la propagation des ondes électromagnétiques dans des cylindres de dimensions finies. L'auteur, après avoir établi les équations générales, en fait l'application aux cas de cylindres à section rectangulaire ou circulaire. Il établit qu'il y a des cas où des ondes de période donnée ne peuvent pas se propager dans le cylindre.

L. Houllevigue.

J. TROWBRIDGE et T.-W. RICHARDS. — The multiple spectra of gases (Spectres multiples des gaz). P. 135-139.

Extension à d'autres gaz des procédés employés pour l'étude de l'argon (voir plus haut). L'influence des décharges continues ou oscillantes est étudiée pour l'azote, l'hydrogène, les halogènes, l'hélium : le spectre de ce dernier gaz paraît peu sensible à la transformation du courant continu en décharges oscillantes.

L. Houllevigue.

J. MAC GREGOR. — On the relation of the physical properties of aqueous solutions to their state of ionisation (Sur la relation des propriétés physiques des solutions aqueuses à leur état d'ionisation). P. 46-55 et 99-101.

L'auteur cherche à représenter diverses propriétés physiques des solutions aqueuses d'un sel de la manière suivante : soient P et P_w les nombres exprimant une même propriété pour l'eau pure et pour une dissolution étendue, n la concentration moléculaire, α le coefficient d'ionisation correspondant à cette concentration; on cherche à déterminer deux constantes k et l telles que

$$(1) \qquad P = P_w + k(1 - \alpha)n + l\alpha n.$$

Les propriétés envisagées sont la densité, la dilatation thermique, la viscosité, la tension superficielle et l'indice de réfraction des dissolutions de chlorure de potassium, de chlorure de sodium et de leurs mélanges. Le degré d'ionisation est calculé d'après M. F. Kohlrausch; les autres renseignements numériques sont puisés dans des mémoires de MM. Bender [1], Brückner [2] et Rother [3].

L'application de la formule (1) réussit à peu près avec les valeurs suivantes des coefficients *k* et *l* :

	KCl		NaCl	
	K	l	K	l
Densité	+0,038041	+0,045079	+0,03543	+0,048591
Dilatation	—0,0001445	+0,0007658	—0,000614	+0,00069685
Viscosité	+0,002347	+0,0001504	+0,001904	—0,0009247
Tension superficielle	+0,20574	+0,111001	+0,24249	+0,126806
Indice de réfraction	+0,006318	+0,011713	+0,0027853	+0,011853

On remarque qu'il n'y a aucune proportionnalité entre ces coefficients, dont le signe même peut changer d'un sel à un autre, ou d'une propriété physique à une autre.

Dans la seconde partie de son mémoire l'auteur s'occupe des mélanges, de la variation thermique d'une propriété donnée, etc. ; mais, en général, les mesures que l'on possède ne sont pas suffisamment précises pour qu'on puisse tirer de ces dernières études des arguments bien précis pour ou contre l'exactitude de la formule (1).

E. Bouty.

PHYSICAL REVIEW ;

Tome IV ; n° 4 ; janvier-février 1897.

E.-H. LOOMIS. — The freezing-points of dilute aqueous solutions (Le point de congélation des solutions aqueuses diluées). P. 274-296.

Le travail contient la suite d'expériences continuées chaque hiver depuis 1893. Ces résultats s'étendent aux corps suivants :

LiCl, $CaCl^2$, $SnCl^2$, $SnCl^4$ — $HAzO^3$, KOH, NaOH, Na^2SiO^3 — KH^2PO^4, Na^2HPO^4, $Na(AzH^4)HPO^4$, Na^3PO^4 — $C^2H^4O^2$, $(COOH)^2$, $C^4H^6O^4$, $C^4H^6O^6$, $C^6H^8O^7$.

---

(1) Bender, *Wied. Ann.*, t. XXII, p. 184, et t. XXXIX, p. 89; 1884-1890.
(2) Brückner, *Wied. Ann.*, t. XLII, p. 293; 1891.
(3) Rother, *Wied. Ann.*, t. XXI, p. 576; 1884.

On a mesuré, pour chaque corps dissous, l'abaissement moléculaire du point de congélation, en fonction de la concentration. Voici les principaux résultats :

1° Pour tous les chlorures, l'abaissement moléculaire du point de congélation passe par un minimum; ce minimum est surtout marqué pour $MgCl^2$, $SrCl^2$, $CaCl^2$, $BaCl^2$.

2° Les abaissements moléculaires, pour $SnCl^4$ et Na^2SiO^3 en dilution extrême, sont beaucoup plus grands que la théorie d'Arrhenius ne l'indique. $SnCl^4$ en solution se comporterait comme le mélange $SnCl^2 + 2HCl$.

3° Les acides organiques (acétique, oxalique, succinique, tartrique et citrique) présentent les propriétés des électrolytes. Seul l'acide acétique présente dans les solutions les plus concentrées les propriétés des non-électrolytes.

4° Les résultats sont d'accord avec la théorie d'Arrhenius pour LiCl, $CaCl^2$, $SrCl^2$, $C^2H^4O^2$, $C^4H^6O^6$, $C^4H^6O^4$; il y a désaccord pour $HAzO^3$, KOH, NaOH.

L. Houllevigue.

E. FOX NICHOLS. — A method for energy measurements in the infra-red spectrum, etc. (Sur une méthode de mesure de l'énergie dans le spectre infrarouge ; propriétés du rayon ordinaire dans le quartz pour les ondes de grande longueur d'onde), p. 297-314.

Pour ces recherches délicates, l'auteur abandonne l'élément thermoélectrique ou le bolomètre classique, pour recourir au radiomètre de Crookes qu'il modifie de la façon suivante: deux petites ailettes en mica noirci sont suspendues par un fil de quartz à l'intérieur d'une cloche communiquant avec une pompe à mercure ; une fenêtre, fermée par une lame de fluorite, s'ouvre en face des ailettes et donne accès au flux d'énergie ; le poids total de la suspension, y compris un petit miroir, n'est que de 7 milligrammes. La sensibilité de l'appareil dépend de la pression; elle passe par un maximum pour une pression de $0^{mm},05$; et, au voisinage de ce maximum, ses indications sont exactement proportionnelles à l'énergie incidente; — l'auteur s'en est soigneusement assuré entre les longueurs d'onde $0^{\mu},59$ et 7μ. Le rayonnement d'une bougie placée à 6 mètres donne une déviation de 60 millimètres sur une échelle placée à 1 mètre. De plus, la compensation est si parfaite que ce même flux, tombant sur les deux ailettes

à la fois, ne donne plus qu'une déviation de 1 millimètre. Les principaux avantages de l'instrument sont donc : sa sensibilité, la fixité de son zéro, son indépendance de tout phénomène magnétique ou thermo-électrique, sa compensation parfaite pour tous les rayons autres que ceux de la source, l'absence de courants d'air. Toutefois, il est peu transportable, doit être constamment relié à la pompe, et enfin donne passage aux rayons à travers une plaque de fluorite, ce qui produit nécessairement une absorption et des réflexions sélectives.

La disposition de l'appareil se conçoit aisément : les rayons émanés d'une fente sont rendus convergents par une lentille de sel gemme et viennent se réfléchir sur la lame de quartz étudiée, ou sur un miroir argenté qui sert d'étalon ; de là, ils pénètrent par une fente dans un spectromètre où ils ne subissent, avant d'arriver au radiomètre, que des réflexions sur des miroirs argentés et des réfractions à travers un ou deux prismes de fluorite ; une deuxième lentille de sel gemme concentre enfin sur l'une des ailettes la radiation sensiblement homogène définie par la largeur d'une fente calibrée. Par ce procédé on peut étudier les coefficients de réflexion ou de transmission du quartz jusqu'au voisinage de $\lambda = 9\mu$; l'absorption de la fluorite ne permet pas d'aller plus loin. A partir de $\lambda = 4\mu$, la réflexion sur l'argent est totale et peut servir d'unité pour la comparaison avec le quartz ; celui-ci a été taillé perpendiculairement à l'axe optique, et l'incidence des rayons est de 5° ; la source est un disque de zircone chauffé par un brûleur. On substitue alternativement le miroir argenté à la lame de quartz, et les observations sont croisées ; on détermine ainsi le coefficient de réflexion u^2. A partir de $\lambda = 4\mu$, la courbe représentative descend jusqu'à $\lambda = 7^{\mu},4$ où elle présente un minimum très petit (0,29 0/0), puis remonte avec une rapidité surprenante jusqu'à un maximum de 75 0/0 ($\lambda = 8^{\mu},45$), atteint un nouveau minimum (51 0/0) pour $\lambda = 8^{\mu},6$, puis un second maximum (66 0/0) pour $\lambda = 8^{\mu},8$. Enfin, elle redescend régulièrement jusqu'à 9μ, limite des expériences.

La transmission (corrigée des deux réflexions) s'observe de même en interposant sur le trajet du faisceau une lame de quartz perpendiculaire à l'axe d'une épaisseur égale à 18μ. Entre $4^{\mu},2$ et 7μ, la courbe présente 5 maxima et 4 minima. Au-delà de $\lambda = 7\mu$ elle redescend si rapidement qu'il a été impossible de la suivre au-delà de $8^{\mu},1$; en ce point une lame de $2\,{}^1/_4$ longueurs d'onde ne transmet plus qu'à peine 0,5 0/0 de l'énergie incidente.

De ces résultats numériques on déduit l'indice du quartz en utilisant la formule de Cauchy où figurent le coefficient de réflexion u^2 et le coefficient d'extinction ; on admet que ce dernier est le même sous l'incidence normale ou sous l'incidence de 5° (il est d'ailleurs très petit même lors de sa valeur maximum). Or cette formule donne deux valeurs de l'indice : l'une correspondant au cas où la réflexion se fait du milieu le moins réfringent sur le milieu le plus réfringent, l'autre à la direction opposée. De $\lambda = 4^{\mu},2$ à $\lambda = 7^{\mu},4$, où u^2 atteint son minimum, l'indice à choisir n'est pas douteux ; au delà, il en est tout autrement. Les deux courbes des indices se rapprochent presque au contact dans cette région, puis s'écartent de nouveau. Au voisinage du minimum de réflexion se sont-elles coupées ou sont-elles restées tangentes ? Autrement dit : le quartz continue-t-il à se comporter comme le corps le plus réfringent, ou a-t-il changé de rôle dans l'air ? Il est difficile de le dire, car, dans cette région, la plus petite erreur, l'introduction dans le radiomètre de la moindre quantité d'énergie étrangère, suffiraient à inverser les résultats : par exemple, si $u^2 = 0,29$ 0/0, les deux valeurs de v sont 1,11 et 0,9 ; mais, si $u^2 = 0$, $v = 1$. La précision de l'expérience ne permet pas de trancher cette intéressante question. En tout cas, dans l'intervalle de 7μ à 8μ les propriétés du quartz se sont profondément modifiées ; sa réflexion, qui était celle d'un corps vitreux, devient métallique.

La méthode employée permet encore de comparer les valeurs des indices ainsi trouvés à celles qu'on déduit de la formule de Ketteler-Helmholtz qui n'est rigoureûsement applicable que pour les corps possédant deux bandes d'absorption linéaire, l'une dans l'ultra-violet, l'autre dans l'infra-rouge. En utilisant les résultats de Rubens, qui s'étendent jusqu'à $\lambda = 4^{\mu},2$ pour en déterminer les constantes, et extrapolant jusqu'à 9μ, on reconnaît que seul le caractère général des courbes s'accorde. Pour une même longueur d'onde, la différence des indices peut atteindre 39 0/0 ; toutefois, pour un même indice, la différence des longueurs d'onde n'atteint que $0^{\mu},16$. Il est bien possible, sans parler dès difficultés de l'expérience et de la différence des méthodes, qu'une autre bande d'absorption, au voisinage de $\lambda = 9\mu$, influence les résultats.

P. Joubin.

H. RUBENS et F.-F. NICHOLS. — Heat rays of great wave-leught (Rayons calorifiques de grande longueur d'onde). P. 314-324.

Les auteurs se sont proposé d'étendre le champ de nos connaissances du côté du spectre infra-rouge ; il y a encore, en effet, de la marge entre les longueurs d'onde électriques de 6 millimètres de Lebedew, et les longueurs d'ondes calorifiques de 15μ de Langley. La plus grande difficulté de ces recherches consiste en ce que ces ondes ne forment qu'une très minime part de l'énergie émise par les corps incandescents ; si on les disperse encore par un prisme ou un réseau, on est tout de suite arrêté, dans le premier cas par l'absorption, dans le second par la faiblesse de l'énergie répartie dans chaque spectre et le recouvrement de ceux-ci. — Les auteurs ont imaginé une méthode fort intéressante pour obtenir directement, sans prisme ni réseau, un faisceau de rayons homogènes de grande longueur d'onde, suffisamment intense pour être étudié.

La formule de dispersion de Ketteler-Helmholtz donne les indices en fonction des longueurs d'onde de deux bandes d'absorption linéaires, l'une dans l'ultra-violet, l'autre dans l'infra-rouge. Au vcisinage de ces bandes, l'absorption approche de celle des corps métalliques pour les rayons lumineux ; or une telle absorption est nécessairement accompagnée d'une réflexion métallique ; par suite, si on fait réfléchir les ondes correspondantes, elles apparaîtront en proportion considérable dans le spectre des rayons réfléchis. Par exemple, si l'absorption dans la région de la bande est 30 fois plus grande que dans la région immédiatement voisine (c'est le cas du quartz au voisinage de $\lambda = 8^{\mu},5$), après trois réflexions les ondes voisines seront affaiblies dans le rapport de 1 à $(30)^3$, ou de 1 à 27.000. Si, de plus, la source est choisie de façon à émettre en grande proportion ces ondes, et ce sera nécessairement le cas où le corps échauffé est le même que le corps réflecteur, — le spectre ne contiendra, en quantité mesurable, après trois réflexions, que la longueur d'onde cherchée.

La source était une lame de platine recouverte de fluorite ou de quartz en poudre ; les miroirs, des plaques de fluorite ou de quartz ; l'appareil destiné à mesurer la longueur d'onde, un réseau de fils et un bolomètre très sensible, dont les bandes de platine étaient recouvertes de noir de platine électrolytique, — le noir de fumée ne se

comportant pas comme un corps noir pour ces grandes longueurs d'onde, et n'absorbant que 5 0/0 des rayons émis par la fluorite. — D'après les déterminations de Paschen, la longueur d'onde de la bande d'absorption, déduite de la formule de Helmholtz, doit être voisine de $\lambda = 30\mu$ pour la fluorite, et $\lambda = 10\mu$ pour le quartz.

Le réseau permet d'obtenir, avec le quartz, de chaque côté de l'image centrale, les images diffractées du 1[er] et du 3[e] ordre correspondant à des déviations parfaitement nettes de 1°22′, et 4°6′ donnant $\lambda = 8^{\mu},85$. La forme des courbes d'énergie de ces images montre que les rayons sont très homogènes et que les longueurs d'onde extrêmes diffèrent à peine de 10 0/0.

Avec la fluorite, le pinceau de rayons, après trois réflexions, ne contient qu'à peine 1/1000 de l'énergie incidente, capable d'élever le bolomètre de 1/800 degré. Cependant la déviation des maxima d'énergie du 1[er] ordre de chaque côté de l'image centrale est assez nette et correspond à 3°45′ donnant $\lambda = 24^{\mu},5$. Ces rayons sont complètement absorbés par une plaque de fluorite de 2 millimètres, le sel gemme, etc. Seul le chlorure d'argent est transparent et transmet 75 0/0 de l'énergie incidente ; si on noircit au noir de fumée une lame de ce corps, l'absorption n'augmente que de 5 0/0, ce qui confirme le fait, énoncé plus haut, que le noir de fumée n'est pas un corps noir pour de telles ondes. Celles-ci ne sont absorbées ni par la vapeur d'eau ni par la vapeur d'acide hypoazotique.

En résumé, les longueurs d'onde déterminées diffèrent de 10 0/0 pour le quartz et de 20 0/0 pour la fluorite de celles qu'indique la formule d'Helmholtz. Mais bien des causes d'erreur que les auteurs signalent peuvent affecter les expériences. En tout cas, l'accord est suffisant pour attester les services que peut rendre la théorie. Le sel gemme et la sylvite doivent permettre d'observer des ondes encore bien plus éloignées; la difficulté de travailler les surfaces et la sensibilité du bolomètre n'ont pas permis de les mettre en évidence ; les auteurs se proposent de reprendre ces expériences, en utilisant le radiomètre décrit précédemment.

P. Joubin.

SHELDON et WATERMAN. — On the formation of lead sulphate in alternating current electrolysis with lead electrodes (Production du sulfate de plomb dans l'électrolyse par courants alternatifs avec électrodes en plomb). P. — 324-329.

Le poids du plomb dissous, par coulomb d'électricité qui traverse le circuit, dépend de la densité du courant, de la fréquence des alternances et de la température. Il augmente avec la densité, d'abord proportionnellement, et atteint une valeur maxima à partir de 10 ampères par centimètre carré. — Il augmente rapidement avec la fréquence des alternances, jusqu'à 20 par seconde, et diminue lentement pour des alternances plus fréquentes ; — enfin, il diminue d'environ $\frac{1}{80}$ de sa valeur pour chaque degré d'augmentation de la température.

L. HOULLEVIGUE.

W. DURAND. — On different forms of the entropy fonction (Sur différentes formes de l'entropie). — P. 343-347.

D'après le théorème de Carnot, T est le facteur intégrant de dQ pour une transformation élémentaire réversible ; mais il y a une infinité de facteurs intégrants, dont l'auteur détermine l'expression générale. Il montre que, de tous ces facteurs, T est le seul qui puisse servir, quel que soit le corps considéré, en vertu de sa définition même. Tous les autres facteurs, contenant la pression p ou le volume v, qui sont définis géométriquement, ne peuvent pas convenir à la fois pour tous les corps.

L. HOULLEVIGUE.

WIEDEMANN'S ANNALEN ;

T. LX, n° 2 (1897).

A. OBERBECK. — Ueber das Auströmen der Electricität aus einem Leiter in die Luft und über den Einflüss welchen eine Temperaturerhöhung des Leiters auf diesen Vorgang ausübt (Sur la déperdition de l'électricité d'un conducteur dans l'air et sur l'influence d'une augmentation de température du conducteur sur ce phénomène). — P. 173-208.

Le conducteur est un fil de platine traversé par un courant et chargé par influence avec un disque plan dont on peut lire le poten-

tiel par rapport au sol. Aux températures élevées, pour un même potentiel du disque, l'électricité négative se perd plus facilement que l'électricité positive. R. SWYNGEDAUW.

R. WESENDONCK. — Beobachtungen über die Potentiale, bei denen die Spitzen entladung in Luft und Wasser beginnt. — P. 209-230.

L. BOLTZMANN. — Ueber die Unentbehrlichkeit der Atomistik in der Naturwissenchaft. — P. 231-247.

Hy. TALLQVIST. — Ueber die oscillatorische Ladung von Condensatoren (Sur la charge oscillatoire des condensateurs). — P. 248-268.

On étudie la charge prise par un condensateur après une durée de charge variable. Le condensateur a une capacité variant de $\frac{1}{10^6}$ à 1 microfarad, le circuit a une self-induction variant de $\frac{1}{100}$ de quadrant à 1 quadrant. La durée de charge est mesurée par un pendule ; la source est une batterie d'accumulateurs.

La théorie de Thomson donne des résultats sensiblement d'accord avec l'expérience.

W. HOFFMAN. — Ueber Entladungsstrahlen und einige Beziehungen derselben zu den Kathodestrahlen und Röntgenstrahlen (Sur les rayons de décharge et quelques-unes de leurs relations avec les rayons cathodiques et les rayons Röntgen). — P. 269-299.

M. E. Wiedemann a découvert que l'étincelle électrique est la source de radiations particulières qui ne peuvent traverser aucun corps solide et qui ont la propriété de provoquer la luminescence par échauffement d'un certain nombre de corps; il appelle ces rayons rayons de décharge.

L'auteur a étudié les propriétés de ces rayons en employant une substance luminescente non impressionnable par les rayons ultra-violets (mélange de SO^4Co et SO^4Mn).

Les rayons de décharge émanent de tous les points de l'étincelle et plus particulièrement de la cathode ; ils se propagent en ligne droite; on n'a pu constater leur réflexion ; leur intensité décroît un peu plus vite que ne l'indique la loi du carré de la distance. Certains gaz (O, CO^2) les absorbent d'une façon intense. La production de ces rayons donne l'hydrogène, et l'azote est plus considérable que dans l'air.

Les rayons de décharge produits dans l'hydrogène ont la propriété de traverser le quartz et le spath-fluor ; la luminescence ne semble pas varier avec l'épaisseur de quartz traversé. On aurait des rayons de décharge transformés.

Ces rayons n'existent pas dans l'aigrette.

En faisant éclater la décharge entre deux électrodes placées en tube clos, à mesure que la pression diminue, les rayons deviennent plus intenses; ils ne sont pas déviés par l'aimant, et acquièrent de plus en plus la propriété de traverser les corps solides suivant leur densité. Des recherches ultérieures seront faites dans le but de savoir si ces rayons se convertissent en rayons Röntgen ou en rayons cathodiques non déviables par l'aimant.

R. Swyngedauw.

C. FRITSCH. — Ueber das electrolytische Leitvermögen fester Körper (Sur la conductibilité électrolytique des corps solides). — P. 300-314.

L'auteur a étudié l'influence qu'exerce, sur la conductibilité d'un sel pur pris à l'état solide, l'addition d'une faible quantité d'un autre sel.

Quelques-unes des substances employées (sels haloïdes d'argent) proviennent de précipités convenablement desséchés; mais, dans la majeure partie des cas, le sel, pur ou impur, est soumis, après une dessiccation à 120°, à une forte compression entre deux lames conductrices de façon à constituer une plaque suffisamment dure. Comme impuretés, on emploie des sels sans action chimique sur le sel principal. Voici quels sont les résultats généraux de ce travail :

1. — Une faible proportion d'impuretés donne lieu, dans beaucoup de cas, à une augmentation considérable de la conductibilité d'un sel solide. Tel sel qui conduit mal, lorsqu'il est pur, conduit relativement bien quand on lui associe un autre sel en petite quantité. Il se comporte, par rapport à ce dernier, à la façon du dissolvant par rapport à la substance dissoute dans une solution.

2. — L'expérience seule permet de reconnaître jusqu'à quel point un sel solide déterminé doit sa conductibilité à des traces d'impuretés.

Si on ajoute à du $PbBr^2$, 1 0/0 de KBr la conductibilité augmente de 4 à 699.

Si on ajoute à du $PbFl^2$, 2 0/0 de KFl, la conductibilité augmente de 6 à 8000.

3. — En faisant varier la température entre 10° et 200°, on constate que la conductibilité augmente avec la température, qu'il s'agisse de sels purs ou impurs, mais le coefficient de variation de la conductibilité, par rapport à la température n'est pas modifié, en général, par la présence des impuretés.

4. — La variation que présente la conductibilité d'une substance déterminée par addition d'une substance étrangère conserve le même ordre de grandeur quand on fait varier la nature de celle-ci.

H. Bagard.

F. KOHLRAUSCH. — Ueber platinirte Electroden und Widerstandbestimmung (Sur les électrodes platinées et la mesure des résistances). — P. 315-332.

L'auteur a employé pour platiner les électrodes destinées aux mesures de résistances liquides la solution suivante, indiquée par MM. Lummer et Kurlbaum :

Chlorure de platine...	1
Acétate de plomb.....	0,008
Eau..................	30

avec une densité de courant de 0,03 ampère par centimètre carré.

Grâce à la présence du plomb dissous, cette solution donne un dépôt excellent de platine mat très noir. L'emploi d'électrodes platinées par ce procédé dans la mesure des résistances liquides par courants alternatifs constitue un progrès considérable, car il permet d'obtenir un minimum de son encore utilisable avec des électrodes de surface très petite, de sorte que des vases dont les dimensions ne convenaient jusqu'ici qu'à des liquides mauvais conducteurs pourront servir avec des liquides bons conducteurs (par exemple, avec la solution de sulfate de magnésium de conductibilité maximum). Il suffit de diminuer les résistances des parties métalliques et d'éviter toute self-induction dans les communications.

Des électrodes de 1/2 centimètre carré, ainsi couvertes d'une couche suffisamment épaisse de noir de platine, donnent encore un minimum de son, utilisable pour des résistances de 20 ohms seulement. Dans la pratique, on ne descendra guère au-dessous de cette limite, ne serait-ce qu'à cause de la gêne qui résulte de la résistance

des parties métalliques. Pour des résistances de 50 ohms environ, le minimum est déjà très bon, et pour des résistances de 100 à 200 ohms il ne laisse rien à désirer. On peut donc étendre maintenant la méthode de mesure des résistances par des courants alternatifs au cas des liquides bons conducteurs et abaisser considérablement la grandeur des électrodes; on pourra même, à l'avenir, opérer sur moins d'un centimètre cube d'un liquide bon conducteur.

L'auteur décrit avec beaucoup de détails les formes de vases et d'électrodes qu'on peut adopter pour ces mesures. Il indique, en particulier, un mode de graduation très simple d'un tube à électrolyse, muni d'électrodes mobiles, qui pourra rendre de grands services dans la pratique courante, en ce sens qu'il permet d'obtenir très rapidement la conductibilité en chiffres ronds sans l'intervention d'une boîte de résistances.

En général, le noir de platine ainsi déposé est parfaitement mouillé par les liquides. Il peut cependant se présenter des cas où l'électrode reste sèche; mais il suffit alors de déposer une goutte d'alcool à sa surface pour qu'elle prenne contact avec les liquides, par la suite. M. Kohlrausch propose d'employer des fils ainsi platinés pour suspendre les corps immergés, dans les déterminations de densités.

Enfin, les électrodes doivent être soumises, après le platinage, à un long lavage pour chasser le chlorure de platine interposé mécaniquement dans la couche de noir. Le noir de platine obtenu par ce procédé est d'ailleurs assez fragile, et ces électrodes doivent être maniées avec précaution.

H. BAGARD.

F. KOHLRAUSCH. — Ueber Widerstandsmessungen von Electrolyten mit Wechselströmen durch das Dynamometer (Sur la mesure des résistances liquides au moyen des courants alternatifs et de l'électrodynamomètre). — *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 514, 1896; t. LX, p. 329, 1897.

M. WIEN. — *Id.* — *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 267, 1896.

Dans un mémoire qui a été analysé dans ce *Journal* (1), M. Wien avait signalé, dans la mesure des conductibilités des électrolytes par les courants alternatifs, imaginée par M. Kohlrausch, des erreurs dues à la polarisation des électrodes.

M. Kohlrausch a fait remarquer, depuis, qu'il avait lui-même

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 417; 1896.

appelé l'attention sur ces erreurs et que, d'ailleurs, elles n'ont pas l'importance que leur attribue M. Wien. Sauf des cas assez rares et peu intéressants, les corrections à effectuer sont inférieures à 0,001 pour des résistances d'au moins 100 ohms.

M. Wien étant revenu sur cette question, M. Kohlrausch montre, une fois encore, par quelques exemples choisis parmi ses déterminations, que les corrections à apporter sont tout à fait insignifiantes, en général, et qu'il avait prévu l'ordre de grandeur des erreurs commises.

H. BAGARD.

F. KOHLRAUSCH. — Ueber Rheostatenstöpsel (Sur les fiches des boîtes de résistances). — P. 333-335.

Plusieurs constructeurs de boîtes de résistances remplacent aujourd'hui les fiches minces par des fiches massives, partant de cette considération qu'en augmentant la section des fiches on diminue leur résistance.

Mais M. Kohlrausch fait remarquer qu'il est impossible d'obtenir un contact parfait entre la fiche et le bloc et que la résistance au contact joue un rôle beaucoup plus grand que celle de la fiche elle-même.

Il indique diverses précautions à prendre pour assurer un bon contact, et il conclut qu'il est à souhaiter, par conséquent, que les constructeurs abandonnent cette forme massive des fiches qui, loin d'être plus avantageuse, présente des inconvénients tout particuliers.

H. BAGARD.

F. KOHLRAUSCH. — Ueber sehr rasche Schwankungen des Erdmagnetismus (Sur des oscillations très rapides du magnétisme terrestre). — P. 336-339.

A propos d'observations communiquées récemment par M. Eschenhagen sur des oscillations rapides du magnétisme terrestre, M. Kohlrausch rapporte une observation de perturbations de la composante horizontale, qu'il a faite, le 20 novembre 1882, à Würzbourg, avec un appareil de variations qui permettait de faire des mesures à des intervalles très rapprochés, grâce à la durée très faible de ses oscillations et à un puissant amortissement. Ces perturbations étaient

beaucoup plus considérables que celles signalées par M. Eschenhagen, elles comportaient des oscillations plus grandes et plus rapides.

En observant simultanément les grandes perturbations magnétiques à des stations très éloignées, on pourrait déterminer la vitesse et la direction de propagation de ces ondes très courtes et avoir ainsi les éléments nécessaires pour arriver à la découverte des sources de ces perturbations.

H. BAGARD.

M. THIESEN, K. SCHEEL et H. DIESSELHORST. — Ueber eine absolute Bestimmung des Ausdehnung des Wassers (Détermination absolue de la dilatation de l'eau). — P. 340-349.

C'est l'application, à la dilatation absolue de l'eau, de la méthode bien connue des vases communicants, employée pour le mercure par Dulong et Petit. La question délicate est celle de l'uniformité de température dans chacun des deux bains à température arbitrairement réglable, où plongent les tubes communicants. On a interverti fréquemment les températures des deux tubes, et réalisé un grand nombre de combinaisons : 20° et 30°, 10° et 20°, 0° et 10°, 30° et 0°, puis 0° et 4°, 4° et 10°, etc.

Les résultats sont donnés dans un tableau dont voici quelques nombres :

$t = 0°$	volume spécifique	= 1,0001321
$t = 3,98$	—	1,0000000
$t = 10$	—	1,0002728
$t = 15$	—	1,0008745
$t = 20$	—	1,0017733
$t = 40$	—	1,0078190

B. BRUNHES.

W. VOIGT. — Eine neue Methode zur Untersuchung der Wärmeleitung in Krystallen (Sur une nouvelle méthode permettant de déterminer la conductibilité calorifique dans les cristaux). — P. 350-367.

L'auteur abandonne la méthode de chauffage des plaques cristallines indiquées par de Sénarmont : il préfère transmettre la chaleur à la plaque dans une direction bien déterminée et par l'intermédiaire d'une barre de cuivre ; le cristal est en contact avec l'extrémité de

cette barre. La théorie indique quelles sont, dans ce cas, les formes des isothermes dans un système de deux plaques taillées parallèlement à une direction déterminée, puis recollées de telle façon que leur surface de contact soit un plan de symétrie. L'auteur étend sur la surface des plaques un vernis de composition particulière dont il indique longuement la préparation. Le mémoire ne contient qu'un seul résultat : Le flux de chaleur est oblique par rapport aux isothermes.

L. Marchis.

W. VOIGT. — **Versuch zur Bestimmung des wahren specifischen electrischen Momentes eines Turmalins (Expérience destinée à déterminer le moment électrique spécifique vrai d'une tourmaline). — P. 368-375.**

Les phénomènes de piézoélectricité et de pyroélectricité indiquent qu'il y a dans l'intérieur de la tourmaline une polarisation électrique. Sur un barreau prismatique, dont les faces latérales sont parallèles et perpendiculaires à l'axe, on peut mesurer l'électrisation vraie ; on tracera un trait au diamant, perpendiculairement aux arêtes du prisme, en cassant le barreau et recevant les deux fragments dans deux godets à mercure isolés reliés aux quadrants d'un électromètre Nernst-Dolezalek; on produit entre ces quadrants une différence de potentiel; la quantité d'électricité q recueillie sur chacune des surfaces fraîches suivant lesquelles s'est faite la coupure, est reliée au moment électrique spécifique μ (moment électrique par unité de volume, ou *électrisation*) par la formule :

$$q = \pm \mu s,$$

s étant la surface de la section, on pourra donc calculer μ. L'expérience a donné pour valeur moyenne à 24° C. :

$$\mu = 33 \text{ C. G. S.},$$

Pour la même tourmaline, une expérience de piézoélectricité avait donné:

$$\mu_0 = 0{,}056 \text{ C. G. S.},$$

par kilogramme de pression longitudinale par centimètre carré.

R. Swyngedauw.

R. MILLIKAN. — Eine experimentele Prüfung der Clausius-Mossottischen Formel (Une démonstration expérimentale de la formule de Clausius-Mossotti). — P. 376-379.

D'après cette théorie, la constante diélectrique est donnée par la relation :

$$K = \frac{1 + 2x}{1 - x},$$

x étant la fraction du volume total occupé par les particules conductrices.

On forme un mélange de chloroforme et de benzine de densité égale à celle de l'eau ; on détermine la constante diélectrique K de ce mélange; puis, on émulsionne dans ce mélange un certain volume d'eau dont les particules joueront le rôle de sphères conductrices ; on redétermine la constante diélectrique K de cette émulsion.

La formule :

$$K = K' \frac{1 + 2x}{1 - x}$$

est vérifiée par l'expérience, si on mesure la constante diélectrique à l'aide d'oscillations assez lentes pour que les globules d'eau puissent être considérés comme de bons conducteurs.

R. SWYNGEDAUW.

J.-J. BALMER. — Eine neue Formel für Spectralwellen (Nouvelle formule pour les longueurs d'onde des raies spectrales). — P. 380-390.

M. Balmer a donné depuis longtemps une formule qui représente avec exactitude les valeurs observées pour les longueurs d'onde des différentes raies de l'hydrogène. Cette formule est la suivante :

$$\lambda_n = a \frac{n^2}{n^2 - 4},$$

où n est un nombre entier. On peut l'écrire, en considérant non plus la longueur d'onde λ_n, mais son inverse τ_n :

$$\tau_n = A - \frac{B}{n^2}.$$

On a cherché à représenter de même les spectres des raies des autres éléments, tels que les métaux alcalins. Ces spectres sont plus compliqués; mais on peut y distinguer, comme on sait, plusieurs *groupes* où les raies se succèdent suivant une loi régulière. Kayser et Runge ont donné, pour représenter les raies d'un groupe donné, la formule à trois constantes :

$$\tau_n = A - \frac{B}{n^2} - \frac{C}{n^4}.$$

M. Balmer reconnaît que cette formule, d'une application très commode, peut rendre des services, mais remarque qu'elle ne donne pas assez exactement les positions des raies les moins réfrangibles. Il est conduit à proposer la nouvelle formule, également à trois constantes :

$$(1) \quad \lambda_n = a\frac{(n+c)^2}{(n+c)^2 - b}, \qquad \text{ou} \qquad (2) \quad \tau_n = A - \frac{B}{(n+c)^2},$$

formule qui donne celle relative à l'hydrogène, quand on y fait $c = 0$, $b = 4$.

M. Balmer donne comme exemple les raies du premier groupe du lithium.

Il a cherché à contrôler cette formule par son application aux raies de l'hélium, étudiées par Runge et Paschen, ainsi que par Lockyer, et donne un tableau de l'ensemble de leurs mesures, comprenant 6 groupes distincts de raies dont trois formées de doublets. (Il est à noter ici que, d'après un mémoire de Rydberg, qui sera analysé ultérieurement, les groupes 1, 3, 5 appartiendraient seuls à l'hélium; les autres seraient dues au parhélium.) Il montre par la concordance des valeurs observées et calculées que sa formule représente bien la loi de succession des raies de chaque groupe.

La vérification n'a pas été étendue jusqu'aux raies infra-rouges, récemment étudiées par Runge et Paschen à l'aide du bolomètre (1).

D'un groupe à l'autre les constantes de la formule (1) diffèrent;

(1) En faisant $n = 0$ dans les formules par lesquelles Balmer représente les groupes 2 et 3, on retrouve assez exactement les valeurs des longueurs d'onde des raies infra-rouges de ces groupes, citées par Rydberg. Au lieu de $2^{\mu},040$, je calcule $3^{\mu},037$, et au lieu de $1^{\mu},117$ on trouve $1^{\mu},090$ environ.

mais M. Balmer remarque que le rapport $\frac{a}{b}$ est constant à près de $\frac{5}{1000}$ et qu'il est égal au rapport trouvé pour l'hydrogène et pour le lithium.

L'auteur s'est aperçu, en terminant, que sa formule sous la forme (2) avait été donnée déjà par Rydberg. La seule différence est que Rydberg avait admis *a priori* la constance parfaite du rapport $\frac{a}{b}$, ce qui simplifie naturellement beaucoup le calcul des deux autres coefficients.

A. Cotton.

L. BOLTZMANN. — Zu Hrn. Zermelo's Abhandlung « Ueber die mechanische Erklärung irreversibler Vorgänge ». — P. 392-398.

L. BOLTZMANN. — Ueber Rotationen im constanten electrischen Felde (Sur les rotations dans un champ électrique constant). — P. 399-400.

Ces rotations ne peuvent s'expliquer, comme l'a proposé Quincke [1], par des propriétés diélectriques analogues aux propriétés magnétiques; il faut admettre un échange d'électricité entre les plateaux de condensation.

R. Swyngedauw.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine ;

5e Série, T. XLIII ; février 1897

J. Trowbridge et Th. W. Richards. — *Les spectres de l'argon*, p. 77.

W. Sutherland. — *Deux nouveaux manomètres pour les vides très parfaits*, p. 83.

J.-G. Mac Gregor. — *Sur la relation des propriétés physiques des solutions aqueuses, avec leur état d'ionisation*, p. 99.

W. Barlow. — *Relations de la polarisation circulaire des corps amorphes ou cristallisés, à la symétrie et au mode de division des structures homogènes, c'est-à-dire des cristaux*, p. 110.

---

(1) Voir p. 147 de ce volume.

LORD RAYLEIGH. — *Sur le passage des ondes électriques à travers des tubes, ou vibrations des cylindres diélectriques*, p. 125.

A. BATTELLI. — *Recherches sur l'action photographique à l'intérieur des tubes de Crookes*, p. 135.

J. TROWBRIDGE et Th.-W. RICHARDS. — *Les spectres multiples des gaz*, p. 135.

G.-J. STONEY. — *Sur la généralité d'un nouveau théorème*, p. 139.

O. REYNOLDS. — *Transpiration thermique et mouvement radiométrique*, p. 142.

Mars 1897.

H.-E. ROSCOE et A. HARDEN. — *Genèse de la théorie atomique de Dalton*, p. 153.

A. CUSHING CREHORE et G. OWEN SQUIER. — *Discussion des courants dans les branches d'un pont de Wheatstone dont chaque branche contient une résistance et une inductance, quand y a une force électromotrice harmonique*, p. 161.

C. CHREE. — *Applications de la physique et des mathématiques à la séismologie*, p. 173.

W. SUTHERLAND. — *Changement spontané de l'oxygène en ozone, et type remarquable de dissociation*, p. 201.

W. WIEN. — *Sur la division de l'énergie dans le spectre d'émission d'un corps noir*, p. 214.

P. ZEEMAN. — *Influence du magnétisme sur la nature de la lumière émise par une substance*, p. 226.

The Journal of physical Chemistry ;

Tome I, n° 5, février 1897

P. DUHEM. — *Sur la liquéfaction d'un mélange de deux gaz*, p. 273.

S.-F. TAYLOR. — *Études sur les lois de masse*, p. 301.

Mars 1897.

W.-D. BANCROFT. — *Sur les points quintuples*, p. 337.

W.-D. BANCROFT. — *Solides et vapeurs : second mémoire*, p. 344.

J.-E. TREVOR. — *Pression osmotique et variance*, p. 349.

HORIZON GYROSCOPIQUE DANS LE VIDE DU CONTRE-AMIRAL FLEURIAIS ;

Par M. Ed. CASPARI.

On sait que les observations astronomiques destinées à fixer la position géographique supposent essentiellement la connaissance de la verticale. A terre le niveau à bulle, le fil à plomb, ou la surface réfléchissante d'un liquide en équilibre en marquent toujours la direction avec facilité : en mer l'horizon visible corrigé de la dépression remplace l'horizon rationnel. Mais, la nuit, ou par temps de brume, les astres peuvent être visibles sans que l'horizon soit observable : il se présente souvent des circonstances où l'on voit plusieurs horizons entre lesquels le choix est difficile, d'autres fois des réfractions anormales faussent la valeur de la dépression. Aussi cherche-t-on depuis longtemps le moyen de s'assurer de la direction de la verticale à bord. Les essais faits dans ce sens sont nombreux : sans remonter jusqu'à l'astrolabe des anciens, ou à la chaise marine expérimentée par Borda et Pingré en 1778, nous citerons : le sextant à niveau du contre-amiral Lejeune, dans lequel l'image réfléchie de la bulle est mise en coïncidence avec celle du point visé ; le pendule à collimateur du colonel Goulier ; le siphon plein de mercure de M. Renouf ; les bains d'huile ou de mercure suspendus à la Cardan, les toupies portant une surface polie sur laquelle on observe par réflexion une hauteur double, etc.

A supposer que l'observation de ces instruments soit possible sur une mer agitée, ils ne sauraient en aucun cas donner la verticale exacte : sur un navire en mouvement la pesanteur apparente est la résultante de la pesanteur vraie et des forces d'inertie d'entraînement, dont la grandeur et la direction varient rapidement quand le support est animé d'un mouvement oscillatoire. Il est vrai que leur direction moyenne est sensiblement celle de la verticale, mais chaque observation particulière est entachée d'une forte erreur, qui a beaucoup de chances de devenir systématique dans les conditions pratiques d'usage à la mer.

Le contre-amiral Fleuriais a proposé et réalisé une solution très ingénieuse de ce problème au moyen de l'*horizon gyroscopique*.

L'instrument employé pour la mesure des hauteurs est le sextant ordinaire complété par l'adjonction, devant le petit miroir, d'un col-

limateur que nous allons décrire. Un tore TT′ (*fig.* 1) est porté par un pivot *i* reposant sur un godet fixé au sextant. Deux lentilles convergentes identiques HH′ sont fixées aux extrémités d'un diamètre de ce tore ; la distance des faces planes, placées en regard l'une de l'autre, est égale à la distance focale commune. Deux traits *mm′* sont gravés sur ces faces planes parallèlement à l'équateur du tore, et leur plan contient les centres optiques. Les rayons émis par chaque

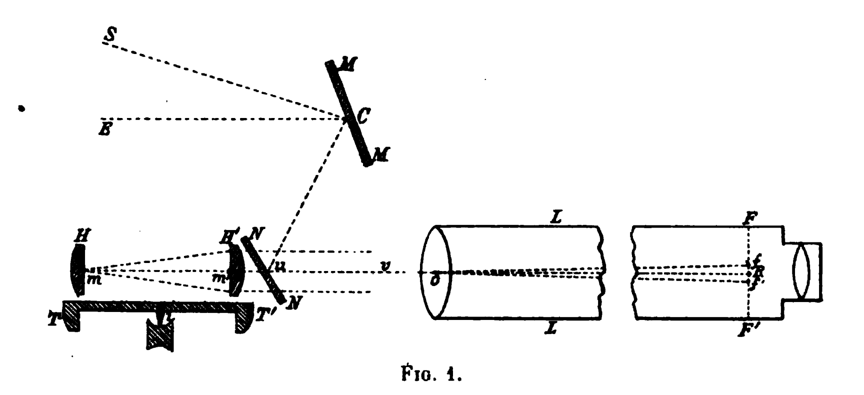


Fig. 1.

trait forment, au sortir de la lentille opposée, un faisceau parallèle à *mm′* et donnent au foyer de l'objectif de la lunette L une image du trait. Si le tore est en rotation rapide, les deux images alternatives persisteront : elles se confondront en une seule, dans le cas où l'axe de rotation fait avec l'équateur du tore un angle droit ; en tout cas le milieu R de leur intervalle sera la trace d'un plan perpendiculaire à l'axe de rotation : si donc ce dernier est vertical, R sera l'image de l'horizon rationnel. Si le plan des repères ne contient pas les centres optiques, le trait idéal moyen R sera la trace d'un cône, et le complément de l'angle au sommet de ce cône sera la correction d'horizontalité, ou « collimation du repère ». C'est une constante, puisque par hypothèse, la position des traits *m* et *m′* est invariable dans l'appareil.

Si donc on suppose d'abord l'appareil sans collimation tournant autour de la verticale, en amenant l'image d'un point lumineux à coïncider avec le repère dans la lunette, la lecture instrumentale sera la mesure de la hauteur du point au-dessus de l'horizon. Plus généralement, si l'axe de rotation n'est pas vertical, elle mesurera la hauteur angulaire de l'objet au-dessus de l'équateur du tore, hau-

teur qui devra être corrigée de la collimation du repère, quand celle-ci a une valeur sensible. Il suffira dès lors de déterminer l'angle que fait l'axe de rotation avec la verticale, et la collimation du repère, pour conclure la hauteur vraie du point visé. Cette détermination est basée sur la théorie du mouvement de la toupie.

Cette théorie a été faite d'une façon complète par M. Baule, lieutenant de vaisseau [1]. Nous renvoyons à son mémoire pour les développements analytiques que comporte l'étude complète de la question ; nous lui emprunterons plus bas les formules finales en vue des applications numériques. Mais les principales particularités du mouvement peuvent s'établir sans calculs, d'une façon très élémentaire, comme on va voir.

Nous admettrons, ce qui est conforme à l'expérience, quand l'instrument est bien construit et fonctionne dans des conditions normales :

1° Que la toupie peut être assimilée, au point de vue mécanique, à un solide homogène, de révolution autour de son axe géométrique, et dont le centre de gravité est situé sur cet axe ;

2° Que ce solide mis en rotation rapide peut être considéré comme tournant autour d'un point de son axe de figure qui reste fixe, et qui est sensiblement le point d'appui du pivot sur le godet.

Le mouvement de rotation étant très rapide (80 à 100 tours par seconde dans les conditions normales de fonctionnement), on peut admettre que l'axe du moment résultant des quantités de mouvement coïncide très sensiblement avec l'axe de figure : on est donc amené, pour connaître le mouvement de celui-ci, à appliquer le théorème de Resal, savoir : la vitesse de l'extrémité du vecteur représentatif des moments des quantités de mouvement est figurée en grandeur et en direction par l'axe du couple résultant qui agit sur le solide.

Le gyroscope est soumis à l'action de son poids appliqué au centre de gravité. De plus, comme on observe un mouvement relatif à la surface de la terre, il faut ajouter aux forces réellement appliquées la force centrifuge composée. Les actions passives en jeu sont : la résistance du milieu, dont nous ferons abstraction puisque l'appareil fonctionne dans le vide, et le frottement du pivot sur le godet. Si ce pivot est rigoureusement aigu, le moment du frottement est nul : supposons d'abord qu'il en soit ainsi. Admettons aussi, ce qui est le

(1) *Revue maritime*, 1890.

cas de l'expérience, que l'axe initial de rotation soit peu incliné sur la verticale.

L'axe du moment du poids est perpendiculaire au vertical de l'axe de figure; par suite, l'extrémité de celui-ci a une vitesse perpendiculaire à chaque instant à ce plan vertical : il décrit donc, autour de la verticale, d'un mouvement uniforme, un cône circulaire droit, d'angle constant: c'est ce qu'on appelle le mouvement de précession.

En chaque point du solide la force centrifuge composée est:

1° Perpendiculaire à la vitesse relative : comme le tour de précession a une durée de deux minutes, la vitesse de précession est faible, on peut la négliger vis-à-vis de celle du mouvement propre de rotation autour de cet axe, qui sera la vitesse relative : la force centrifuge composée est donc contenue dans un plan méridien du tore ;

2° Perpendiculaire à l'axe instantané du mouvement d'entraînement, c'est-à-dire à l'axe de la terre, et contenue, par suite, dans un plan parallèle à l'équateur céleste.

Si donc on prend cet équateur pour plan horizontal de projection, la direction de la force centrifuge composée en chaque point est une horizontale de la méridienne de ce point, et son sens est opposé aux deux extrémités d'un même diamètre.

Son moment par rapport à l'axe de figure est nul, donc le vecteur du moment résultant est compris dans un plan perpendiculaire à cet axe. Pour en avoir la direction, réduisons par la pensée le tore à son cercle moyen, coupons-le par un plan parallèle à l'équateur du monde, et passant par son centre, ce qui détermine deux moitiés, supérieure et inférieure. Si l'on décompose en chaque point la force centrifuge composée en une perpendiculaire et une parallèle à l'axe du tore, les premières composantes s'annulent deux à deux, et les composantes parallèles ont, dans chacun des demi-cercles supérieur et inférieur, une résultante comprise dans le plan qui passe par une parallèle à l'axe du monde et l'axe du tore. Ces deux résultantes, égales et de sens opposés, forment un couple dont l'axe est perpendiculaire à ce plan. Son moment peut être considéré comme celui d'une force F située dans ce plan et appliquée au centre de gravité, et qui pourra être admise constante en grandeur et direction tant que la rotation restera la même, pourvu que l'angle du cône de précession soit petit, ce que nous supposerons. Cette force F composée avec la pesanteur donnera une résultante de grandeur et de direction constantes, située dans le plan du méridien géographique, et représentant

la verticale apparente autour de laquelle se fait la précession de la toupie. Comme, toutes choses égales d'ailleurs, la composante de la force centrifuge composée est proportionnelle au cosinus de la latitude, cette verticale déviée fait avec la verticale vraie un angle proportionnel à ce cosinus, et dont le maximum, pour une rotation de 100 tours par seconde, est d'environ 5′ à l'équateur. Le résultat sera, par exemple, d'altérer la hauteur d'un objet situé dans le méridien : de là une correction dont le signe change selon qu'on observe au sud ou au nord. Si donc on prend, à l'équateur, la hauteur de l'horizon de la mer vers le sud, puis vers le nord, au moyen du sextant muni de l'appareil gyroscopique, on trouvera entre les deux résultats une différence de 10′. C'est ce que M. Baule a vérifié. Aux autres azimuts la correction est proportionnelle au cosinus de l'angle du vertical d'observation avec le méridien, et peut se calculer dans chaque cas.

Si l'on pouvait réaliser sans inconvénient des vitesses de rotation notablement supérieures, on arriverait à exagérer à volonté cette déviation : on doublerait d'ailleurs l'effet observé en renversant le sens de la rotation de la toupie. Il y aurait là un moyen pratique fort simple de constater et de mesurer expérimentalement la rotation terrestre, avec un appareil d'une exécution bien plus facile que le gyroscope de Foucault. M. Gilbert a réalisé quelque chose d'analogue dans son *Barogyroscope* [1].

Ce qui précède suppose le pivot parfaitement aigu, de sorte que la rotation de l'ensemble ait lieu autour de sa pointe : l'axe décrit alors uniformément un cône de révolution autour de la verticale déviée.

Mais, si la direction de l'axe autour duquel s'effectue la rotation initiale était trop éloignée de la verticale, l'angle du cône resterait trop grand pour l'observation. On a donc intérêt à produire un redressement graduel de cet axe ; c'est à quoi l'on arrive si le pivot est légèrement émoussé.

Supposons, en effet, que ce pivot ait la forme d'une calotte sphérique de petit rayon frottant sur un plan horizontal. Considérons comme point fixe le centre de cette sphère. La vitesse du point de contact est horizontale ; c'est la direction de la force de frottement, laquelle est proportionnelle au poids de la toupie. Son moment par rapport au point fixe, ou centre, qui est sur la verticale du point de

---

[1] *Annales de la Société scientifique de Bruxelles*, t. VI et VII.

contact, a un axe horizontal, et comme la vitesse de glissement est perpendiculaire au plan vertical contenant l'axe de la toupie, le vecteur représentatif de ce moment est dans ce plan vertical : il a donc pour effet de faire mouvoir *dans* ce plan l'extrémité de l'axe du tore. C'est d'ailleurs un moment constant, et en se composant avec le moment constant perpendiculaire qui produit la précession, il fera décrire à l'extrémité de l'axe une courbe qui coupe sous un angle constant les rayons vecteurs dirigés vers la verticale du point fixe : cette courbe qui serait une spirale logarithmique dans le plan est, en réalité, une loxodromie sphérique.

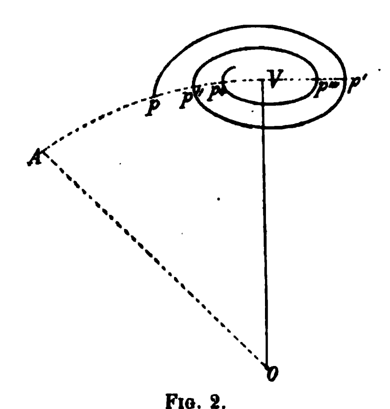


Fig. 2.

Dans ces conditions, l'observation de la distance zénithale ou de la hauteur de l'astre comprend deux pointés. Soient (*fig.* 2) A l'astre, OV la verticale, AOV = ζ la distance zénithale. D'après les propriétés de la loxodromie on a :

$$\frac{Vp}{pp'} = \frac{Vp'}{p'p''} = \frac{Vp''}{p''p'''} = \ldots\ldots = C^{te}. K.$$

Cette constante se détermine par l'observation d'un objet terrestre ou d'un astre immobile en hauteur (polaire ou astre dans le méridien). On tire en effet de ces relations :

$$K = \frac{pp'}{pp' + p'p''},$$

et les trois quantités qui entrent dans cette valeur résultent immédiatement de l'observation des trois distances zénithales Ap, Ap', Ap'',

qui correspondent aux digressions maxima de la toupie. On a ensuite la distance zénithale AV par :

$$AV = Ap + Vp = Ap + K \times pp'.$$

K est appelé le coefficient de redressement. Les observateurs ont vérifié sa constance pendant des périodes très étendues. Il serait égal à $\frac{1}{2}$ si le pivot était rigoureusement aigu : AV serait alors la moyenne entre Ap et Ap'.

Le mouvement de précession, troublé ou non, autour de la verticale se traduit dans la lunette du sextant par un mouvement oscillatoire du repère : aux instants des maxima et minima, la vitesse de ce mouvement s'annule, le repère paraît fixe et horizontal : il s'incline plus ou moins en passant d'une position à l'autre. L'observation des distances angulaires se fait lors du maximum et du minimum : afin d'assurer à ces instants la verticalité du plan du limbe, le micromètre de la lunette porte un fil perpendiculaire à ce plan, et qui doit être vu parallèle au repère.

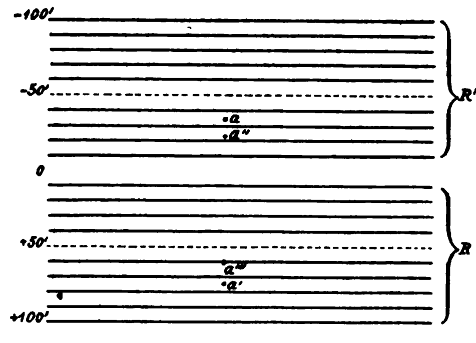


FIG. 3.

Pour rendre l'observation plus facile, au lieu de maintenir le contact du repère et de l'astre par le mouvement de l'alidade du sextant, celle-ci est fixée dans une position moyenne : le repère n'est plus formé par un trait unique, mais comprend une série de traits parallèles, dont l'espacement est calculé de façon que la distance de deux consécutifs corresponde à un angle de 10'. L'astre se déplace dans ce système de parallèles, et la distance de son image au trait idéal milieu est évaluée à vue. S'il était fixe, les apparences

successives vues dans la lunette seraient celles de la (*fig.* 3); on reconnaîtrait d'ailleurs qu'on est au maximum ou minimum, à ce que l'astre semblerait immobile entre deux traits. Le mouvement en hauteur complique un peu le phénomène. Nous n'entrons pas ici dans la discussion de ce cas : il suffit de dire que, pour que l'observation soit possible, la vitesse du pôle de l'instrument dans le plan vertical doit être plus grande que la vitesse du mouvement de l'astre en hauteur; on est conduit à admettre que l'angle du cône de précession doit être supérieur à 1°.

Il est aisé de voir que les positions successives de la toupie sont peu influencées par les changements de la verticale apparente due aux mouvements du navire. Cette dernière oscille autour d'une position moyenne qui est sensiblement la verticale vraie : l'unique effet de ses variations est d'altérer un peu en grandeur et direction la vitesse du mouvement de précession : au lieu de décrire un cône circulaire, l'axe décrit une série de boucles dont le cône circulaire est en quelque sorte la moyenne ; et si la période d'oscillation du navire est très courte par rapport à celle de la précession, ces écarts ont peu d'influence sur le résultat définitif de l'observation.

Pour plus de simplicité, nous n'avons pas considéré les signes algébriques des divers mouvements envisagés : le sens des effets observés dépend de celui de la rotation propre, et de la position du centre de gravité, au-dessus ou au-dessous du point fixe. Voici d'ailleurs les formules auxquelles on arrive par l'analyse, et qui peuvent être employées pour la discussion numérique des diverses circonstances du mouvement.

Admettons pour sens positif des rotations le sens de gauche à droite pour un observateur debout sur le godet, et supposons le centre de gravité au-dessus du point fixe. Soient :

m, masse de la toupie ;

A, moment d'inertie de la toupie autour de l'axe de figure ;

B, moment d'inertie de la toupie autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de figure et passant par le pivot ;

n, vitesse angulaire autour de l'axe de figure ;

θ, angle de cet axe avec la verticale déviée ;

f, coefficient de frottement du pivot sur le godet ;

r, distance du centre de gravité au point fixe ;

ρ, rayon de la sphère qui termine le pivot ;

t, heures d'observation au chronomètre ;

l, latitude;

Z, azimut de l'astre observé;

H, hauteur observée;

ω, vitesse angulaire de la terre;

ψ, angle du vertical de l'axe du tore avec un vertical fixe; on trouve [1]:

Déviation de la verticale:

$$\delta = \frac{An\omega}{mgr} \cos l;$$

Vitesse de précession:

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{mgr}{An};$$

Période de la nutation:

$$\frac{2\pi B}{An};$$

Angle de l'axe avec la verticale déviée:

$$\operatorname{tang} \theta = \operatorname{tang} \theta_0 e^{-\frac{f}{r}(\psi - \psi_0)}$$

Coefficient de redressement:

$$K = \frac{1}{1 + e^{-\frac{f\pi}{\rho}}} = \frac{H_1 - H_2}{H_1 - H_2 + H_3 - H_2};$$

Correction de la hauteur vraie dépendant de l'azimut:

$$H' = H + \frac{t_2 - t_1}{8\pi} \cos l \cos Z.$$

La collimation du repère se détermine par l'observation de la hauteur d'un objet dont la distance zénithale est connue : en mer on peut prendre l'horizon apparent.

La théorie qui précède s'applique aussi bien au mouvement dans l'air qu'à celui dans le vide : dans ce dernier cas, la rotation se conserve plus longtemps, la vitesse varie beaucoup moins vite, conditions favorables à l'observation. La toupie est enfermée dans une lanterne en verre. La difficulté qu'il a fallu vaincre, c'est de commu-

---

[1] BAULE, *loc. cit.*

niquer alors le mouvement de rotation au tore : l'amiral Fleuriais, aidé par M. Démichel, y est arrivé par le moyen d'un entraîneur à manivelle et équipage de roues dentées, sur lequel la toupie est montée dans sa cage : l'ensemble prend d'abord un mouvement de rotation commun, et le déclenchement s'opère par l'effet de l'inertie de l'appareil dès que la toupie a acquis une vitesse déterminée. Il serait trop long de donner le détail de cet ingénieux dispositif, aussi bien que des diverses difficultés mécaniques que M. Démichel est parvenu à surmonter avec beaucoup d'habileté. Nous renvoyons, pour la description complète de l'appareil et pour la manière de s'en servir, à la notice que M. le lieutenant de vaisseau Schwerer vient de faire paraître (1). Cet officier, après de nombreux essais faits à terre aussi bien qu'à la mer, est arrivé à établir que l'appareil est définitivement devenu pratique. Avec une lunette d'un grossissement de 3 à 4 diamètres on obtient sans difficulté l'approximation de 2′ dans les conditions ordinaires d'observation, et généralement l'exactitude est encore plus grande. Ces résultats sont parfaitement suffisants pour la navigation courante, et l'on est par conséquent fondé à dire que le problème est résolu d'une façon pratiquement satisfaisante. On remarquera qu'une des applications très intéressantes qu'on en peut faire concerne la navigation aérienne. M. le lieutenant de vaisseau Andrée se propose d'en faire usage pour l'exploration du pôle Nord.

CAPACITÉ ENTRE LES CONDUCTEURS

Par M. A. POTIER.

I. — Un système de conducteurs étant donné, si on isole et décharge tous ces conducteurs sauf deux, qu'on établisse entre ceux-ci au moyen d'une pile isolée une différence de potentiel u, ils se chargeront de quantités égales et de signe contraire ; le quotient de la charge de l'un d'eux par u est, en langage courant, la capacité entre les deux conducteurs. On suppose déterminées ces capacités entre les conducteurs pris deux à deux, et l'on demande la capacité entre l'un d'eux, le conducteur 4 par exemple, et le groupe formé par les conducteurs 2 et 1 réunis métalliquement, ou le groupe des conduc-

(1) *Annales hydrographiques*, 1896.

teurs 2, 3 et 4. Si l'on ne dépasse pas ce nombre de 3 conducteurs, groupés, la solution se présente sous une forme géométrique simple, qui est la suivante. Soient d_1, d_2, d_3 trois longueurs égales à l'inverse de la racine carrée des capacités entre le conducteur 4, et les conducteurs 1, 2 et 3 ; c_2, l'inverse de la racine de la capacité 3, 1 ; c_3 et c_1 les inverses des racines des capacités 2, 1 et 2, 3. Si l'on construit un tétraèdre 1, 2, 3, 4, ayant les c et d comme arêtes, la hauteur de ce tétraèdre, abaissée du point 4 sur la face opposée est l'inverse de la racine de la capacité de 4 par rapport au groupe 1, 2, 3, et les charges que prennent respectivement ces conducteurs sont à la charge de 4 comme les aires des triangles 023, 031, 021 sont à l'aire totale 1, 2, 3 de la base.

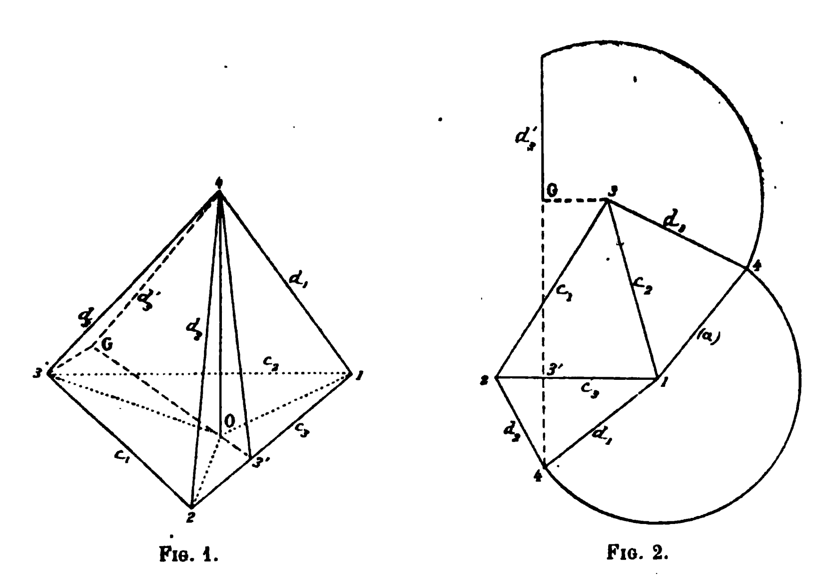


Fig. 1. Fig. 2.

S'il s'agit seulement d'avoir la capacité de (4) par rapport au groupe 1, 2, ce sera le carré de l'inverse de la perpendiculaire abaissée du sommet 4 sur l'arête 1, 2, et les charges de 1 et de 2 seront entre elles comme les segments ainsi déterminés sur l'arête, 23′ et 13′.

Lorsque l'on a ainsi réuni 2 et 1, la capacité entre les conducteurs 3 et 4 prend une nouvelle valeur, la longueur d'_3 qui lui correspond se construira en menant par le sommet 4 un plan perpendiculaire au côté 12, et par le sommet 3 une parallèle à ce côté : l'intersection de la droite et du plan est à la distance d'_3 du sommet. La réalisation par

voie graphique de ces constructions dans l'espace se fait par des moyens bien connus.

On a donc ainsi la possibilité de connaître toutes les capacités entre 2 conducteurs du nouveau système dans lequel 1 et 2 sont réunis, et de proche en proche on connaîtra toutes les capacités dans un système formé de groupes quelconques des conducteurs.

Ces constructions et les calculs y afférents se simplifient notablement par raison de symétrie dans la pratique ; ainsi dans l'exemple ci-dessus la réunion de 1 et 2 est sans influence sur la capacité entre 3 et 4, si l'on a $c_2 = c_1$, $d_2 = d_1$.

Voici du reste un exemple complet : 4 fils, 1, 2, 3, 4 sont disposés symétriquement à l'intérieur d'un tube T : 1 et 3 sont diamétralement opposés. Soient $\frac{1}{A}$, $\frac{1}{B}$, $\frac{1}{C}$, les capacités : 1° entre 1 et T ; 2° entre 1 et 2 ; 3° entre 1 et 3. Si l'on boucle 1 et 3, la capacité entre T et (1 — 3) est $\frac{4}{4A - C}$, le triangle à construire étant isocèle ; la capacité entre 2 ou 4 et (1 — 3) est $\frac{4}{4B - C}$, la capacité entre 2 et 4 reste la même, ainsi qu'entre 2 et T. Si l'on réunit, en outre, les fils 2, 4, la capacité entre (2 — 4) et (1 — 3) est $\frac{2}{2B - C}$, entre (2 — 4) ou (1 — 3) et T elle reste $\frac{4}{4A - C}$; enfin si on groupe 1, 2, 3, 4, la capacité entre ce groupe et l'enveloppe sera $\frac{8}{8A - 2B - C}$.

II. — Tous ces énoncés deviennent évidents si l'on modifie les équations classiques empruntées généralement au *Traité* de Maxwell. En désignant par H_{mn}, l'inverse de la capacité entre les conducteurs m et n d'un système complet, les équations qui lient les différences de potentiel aux charges Q sont : 1° (p — 1) équations

$$[1] \quad 2(V_1 - V_m) = H_{1m}Q_1 + (H_{2m} - H_{12})Q_2 + (H_{3m} - H_{13})Q_3 + \dots - H_{1m}Q_m + \dots + (H_{pm} - H_{1p})Q_p;$$

2° et l'équation $Q_1 + Q_2 + \dots + Q_p = o$, qui exprime que le système est complet ; on vérifie aisément que, si tous les Q sont nuls,

Q_m et Q_n, on a : $2(V_n - V_m) = H_{mn}(Q_n - Q_m)$

et

$Q_m + Q_n = o$, d'où : $V_n - V_m = H_{mn}Q_n$

sauf deux, conformément à la définition des H; ces coefficients H sont plus commodes à employer que les coefficients de potentiel, ou d'induction mutuelle des auteurs. Grâce à l'équation de condition entre les Q, rien n'empêche d'ailleurs d'écrire :

$$-2V_m = H_{1m}Q_1 + H_{2m}Q_2 + \dots + H_{pm}Q_p,$$

le terme en Q_m n'existant pas, et de donner ainsi aux équations l'apparence des équations de Maxwell; mais, tandis que celles-ci comportent $\frac{p(p+1)}{2}$ coefficients, il n'y en a, en réalité, que $\frac{p(p-1)}{2}$ d'indépendants, astreints à la condition que, si l'on considère trois coefficients H_{mn}, H_{ml}, H_{ln}, chacun d'eux soit plus petit que la somme des deux autres, ou encore que le triangle dont les côtés sont $\sqrt{H_{mn}}$, $\sqrt{H_{ml}}$, $\sqrt{H_{ln}}$, ait ses trois angles aigus.

Voici du reste les valeurs H'_{13}, H'_{34}, que prennent les coefficients H_{13}, H_{34}, lorsque les conducteurs 1 et 2 sont reliés :

$$H'_{13} = \frac{1}{4H_{12}}\left[2H_{13}H_{23} + 2H_{12}(H_{23} + H_{13}) - H_{12}^2 - H_{23}^2 - H_{13}^2\right]$$

$$H'_{34} = H_{34} - \frac{1}{4H_{12}}\left[H_{13} + H_{24} - H_{23} - H_{14}\right]^2$$

Ces valeurs s'obtiennent en éliminant Q_1 et Q_2 entre les équations

$$Q_1 + Q_2 = Q'_1,\ 0 = 2(V_1 - V_2) = H_{12}(Q_1 - Q_2) + (H_{23} - H_{13})Q_3 + \dots + (H_{2p} - H_{1p})Q_p$$

et les $(p - 2)$ équations restantes du groupe (1), puis utilisant l'équation

$$Q'_1 + Q_3 + \dots + Q_p = 0$$

pour donner à Q_m et à Q'_1 des coefficients égaux et de signe contraire dans la valeur de $V_1 - V_m$, de manière à ramener cette équation à la forme *régulière :*

$$2(V_1 - V_m) = H'_{1m}Q'_1 + (H'_{3m} - H'_{13})Q_3 + \dots - H'_{1m}Q_m + \dots + (H'_{mp} - H'_{1p})Q_p.$$

Leur interprétation géométrique, plus facile à retenir que ces formules, a été donnée ci-dessus; si l'on pose $d_1^2 = H_{14}$, $d_2^2 = H_{24}$, $d_3^2 = H_{34}$, et $c_1^2 = H_{23}$, $c_2^2 = H_{13}$, $c_3^2 = H_{12}$, on aura, en posant $43' = e$, $4G = f$ (*fig.* 1), $G3' = g$, $H'_{14} = e^2$, $H'_{34} = f^2$, $H'_{13} = g^2$, et par application de la même construction $\overline{40}^2$ = l'inverse de la capacité de 4 par rapport au groupe 1, 2, 3.

III. — Le succès de ces calculs tient uniquement à la forme que l'on a appelée régulière donnée aux potentiels, en profitant de ce que tout système naturel complet a une charge totale nulle, pour éliminer de l'expression de V_m la charge Q_m, ou plus rigoureusement pour que la différence de potentiel $V_m - V_n$ contienne Q_m et Q_n avec des coefficients égaux et de signe contraire. Les coefficients H ont une signification physique bien déterminée, tandis que les coefficients de potentiel de Maxwell en sont dépourvus, puisqu'il est impossible de charger *un* seul conducteur. Autrement dit, bien que l'énergie d'un système électrisé soit bien déterminée en fonction des charges, les coefficients de l'expression :

$$\{ A_{11}Q_1^2 + ... + 2A_{12}Q_1Q_2 + ... \}$$

par laquelle on pourrait la représenter, sont indéterminés; il est donc naturel qu'ils ne jouent aucun rôle physique, tandis que leurs différences ou les quantités H, différences de leurs différences, en ont un bien net et paraissent à ce titre devoir être introduites de préférence dans les calculs. Pour passer de la forme ci-dessus à la forme régulière, il suffit d'en retrancher le produit nul :

$$(Q_1 + Q_2 + ... + Q_p)(A_{11}Q_1 + A_{12}Q_2 + ... + A_{pp}Q_p),$$

et il reste une expression $-\Sigma H_{mn}Q_mQ_n$ ($H_{mn} = A_{mm} + A_{nn} - 2A_{mn}$) d'où tous les termes en Q^2 ont disparu, et qui ne renferme que $\frac{p(p-1)}{2}$ constantes.

SUR LA DÉCHARGE DES CONDUCTEURS A CAPACITÉ, RÉSISTANCE ET COEFFICIENT DE SELF-INDUCTION VARIABLES ;

Par M. MICHEL PÉTROVITCH [1].

Envisageons un condensateur à capacité C, et soit Q_0 sa charge. Mettons-le en communication avec le sol par un fil de résistance R, dont le coefficient de self-induction est L. A un instant donné t, la charge du condensateur est Q, et son potentiel $\frac{Q}{C}$, et si C, R, L restent

(1) Extrait des *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 1er mars 1897.

invariables pendant le temps de la décharge, la charge Q sera donnée par des formules connues. Le caractère dela décharge dépend, comme l'on sait, du signe de la quantité:

$$\frac{R^2}{4L} - \frac{1}{C}.$$

Si cette quantité est positive, la décharge est *continue :* la charge va constamment en décroissant et tend vers zéro quand le temps augmente indéfiniment.

Au contraire, si cette quantité est négative, la décharge est *oscillante :* le conducteur prend alors des charges alternativement de sens contraires, et le fil est le siège de courants alternatifs.

Je me propose d'indiquer ici une généralisation de ces théorèmes, relative aux cas où C, L, R varient avec le temps d'une manière quelconque pendant la décharge. Remarquons qu'il est facile de faire varier l'une quelconque de ces quantités pendant l'expérience, et l'on peut le faire de beaucoup de manières, de sorte qu'elles soient fonctions connues du temps.

En désignant par I l'intensité du courant à l'instant t et en appliquant le principe de la conservation de l'énergie, on aura l'équation qui régit le phénomène :

$$RI^2 dt + I d(LI) + I \frac{Q}{C} dt = 0\,;$$

d'où, en remplaçant I par $\frac{dQ}{dt}$, on tire l'équation linéaire du second ordre

$$(1) \qquad L \frac{d^2Q}{dt^2} + \left(R + \frac{dL}{dt}\right) \frac{dQ}{dt} + \frac{1}{C} Q = 0,$$

à coefficients variables. En posant :

$$(2) \qquad Q = \frac{1}{\sqrt{L}} y e^{\frac{1}{2}\int \frac{R}{L} dt},$$

l'équation (1) se transforme en

$$(3) \qquad \frac{d^2y}{dt^2} + \varpi(t)\, y = 0,$$

où

$$(4)\qquad \varpi(t)=\frac{1}{CL}-\frac{1}{2}\frac{d}{dt}\left(\frac{R}{L}+\frac{d}{dt}\log L\right)-\frac{1}{4}\left(\frac{R}{L}+\frac{d}{dt}\log L\right)^2.$$

Dans chaque cas particulier on connaîtra cette fonction $\varpi(t)$, qui dépend de la disposition de l'expérience, et l'on peut montrer que le caractère du phénomène, dans un intervalle considéré de temps de $t=t_1$ jusqu'à $t=t_2$, dépendra du signe de cette fonction dans cet intervalle.

Reportons-nous à une propriété connue des équations linéaires du second ordre à coefficients variables, d'après laquelle, si l'on considère deux équations :

$$\frac{d^2u}{dt^2}+\varphi(t)\,u=0,$$
$$\frac{d^2z}{dt^2}+\chi(t)\,z=0,$$

et si pour les valeurs de t, comprises dans un intervalle (t_1, t_2), les fonctions $\varphi(t)$ et $\chi(t)$ sont finies, continues et telles que :

$$\varphi(t)\leqq\chi(t);$$

deux zéros consécutifs de u, dans l'intervalle t_1, t_2, comprennent au moins un zéro de z.

En appliquant ce théorème au problème qui nous occupe, on aura les propositions suivantes :

1° *Dans tout intervalle de temps* (t_1, t_2), *dans lequel la fonction* $\varpi(t)$, *définie par* (4) *est constamment négative, la charge du conducteur ne peut changer de sens plus d'une fois ; avant et après ce changement, la décharge est continue.*

Car, si l'on désigne par $-M$ la plus grande valeur que $\varpi(t)$ prend entre les limites (t_1, t_2), et si l'on envisage l'équation :

$$\frac{d^2z}{dt^2}-Mz=0,$$

son intégrale générale :

$$z=C_1e^{t\sqrt{M}}+C_2e^{-t\sqrt{M}},$$

d'après le théorème cité plus haut, aura au plus autant de zéros dans l'intervalle (t_1, t_2) que z, c'est-à-dire au plus un zéro.

2° *Dans tout intervalle de temps* (t_1, t_2), *dans lequel la fonction* $\varpi(t)$ *est constamment positive, la décharge est* oscillante ; *de plus, si l'on*

désigne par M *et* N *la plus grande et la plus petite valeur que prend cette fonction entre ces limites, la charge du conducteur change de signe dans cet intervalle au moins autant de fois qu'il y a d'unités entières dans :*

$$\frac{(t_2 - t_1)\sqrt{N}}{\pi},$$

et, au plus, autant de fois qu'il y a d'unités entières dans :

$$\frac{(t_2 - t_1)\sqrt{M}}{\pi} + 1.$$

Car, d'après le théorème précédent, l'intégrale y de (3) s'annulera au moins autant de fois dans l'intervalle (t_1, t_2) que l'intégrale :

$$u = C_1 \sin(t\sqrt{N} + C_2),$$

de l'équation :

$$\frac{d^2u}{dt_2} + Nu = 0,$$

et, au plus, autant de fois que l'intégrale :

$$z = C'_1 \sin(t\sqrt{M} + C'_2),$$

de l'équation :

$$\frac{d^2z}{dt^2} + Mz = 0.$$

Ces propositions généralisent celles que l'on connaît dans la théorie de la décharge des conducteurs à C, R, L constants ; la fonction $\varpi(t)$ dans ce cas se réduit à la quantité connue :

$$\frac{1}{C} - \frac{R^2}{4L},$$

dont le signe joue le rôle essentiel pour le sens du phénomène.

Ces propositions expriment aussi les conditions d'expérience à réaliser pour que la décharge, lorsque C, R, L sont variables, soit continue ou oscillante.

On aurait des résultats analogues dans le cas où le conducteur est relié à une source à différence de potentiel constante ou variable. Et en utilisant les résultats connus aujourd'hui sur les équations linéaires, on peut faire une étude détaillée du phénomène.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU FER ÉLECTROLYTIQUE;

Par M. L. HOULLEVIGUE.

Le fer obtenu par électrolyse de ses sels en solution aqueuse renferme de l'hydrogène et diffère nettement du fer doux ; il est presque aussi dur que l'acier trempé, très cassant ; il est susceptible de recevoir une aimantation permanente considérable ; aussi M. Cailletet [1] l'a-t-il considéré comme un acier à l'hydrogène ; cette généralisation de la notion d'acier pouvant présenter de l'intérêt, j'ai déterminé pour le fer électrolytique quelques propriétés électriques et magnétiques qui permettent de distinguer nettement les différents types de fer, de fonte et d'acier.

Les propriétés du fer électrolytique dépendent de la composition du bain et de la densité du courant ; le fer déposé contient plus d'hydrogène lorsqu'on ajoute du chlorhydrate d'ammoniaque au protochlorure de fer qui sert d'électrolyte ; la teneur en hydrogène augmente aussi avec la densité du courant. Je me suis adressé pour les essais, aux dépôts formés dans des bains riches en chlorhydrate d'ammoniaque, la densité du courant étant voisine de $0^{a},04$ par centimètre carré. Dans ces conditions, on obtient des dépôts bien réguliers, qui contiennent par gramme de fer $16^{cc},3$ d'hydrogène, dont le poids est $0^{gr},00145$. Si on tient compte de la différence des poids atomiques du carbone et de l'hydrogène, un semblable corps serait donc l'analogue d'un fer contenant 1,74 0/0 de carbone. Ce serait plutôt une fonte qu'un acier.

Densité. — Elle est difficile à déterminer, parce que le fer électrolytique dégage des bulles d'hydrogène à la température ordinaire, et de plus attaque l'eau pour donner du sesquioxyde de fer et de l'hydrogène. J'ai pu déterminer sa densité par la méthode du flacon, en employant le pétrole comme liquide intermédiaire, et en maintenant le fer constamment à 0°. Dans ces conditions, il n'y a pas dégagement de bulles, et on trouve, pour la densité, 7,324.

Résistance spécifique. — Comme il est impossible d'obtenir avec le fer électrolytique des fils de section uniforme, j'ai eu recours à la méthode de comparaison suivante qu'on emploiera utilement dans des cas analogues.

---

(1) *C. R. de l'Ac. des Sciences*, t. LXXX, p. 319 ; 1875.

Une spirale de maillechort est tendue par ses extrémités sur une monture en cuivre recouverte d'un vernis isolant, et mise en communication avec le pôle négatif des accumulateurs, l'électrode positive ayant la forme d'un cylindre dont la spirale de maillechort occupe l'axe ; on la recouvre successivement d'une couche de fer, puis (le fer étant dissous par l'acide sulfurique) d'une couche de cuivre. Les deux dépôts de fer et de cuivre ne sont pas uniformes, mais leurs épaisseurs sont partout proportionnelles, car, si la densité du courant n'est pas uniforme, elle est au moins la même en un point donné pour les deux opérations galvanoplastiques successives.

Cela étant, on détermine :

Le poids p, la densité m, la résistance r de la spirale de maillechort ;

Le poids p', la densité d, la résistance r' de la spirale de maillechort recouverte de fer ;

Le poids p'_1, la densité d_1, la résistance r'_1, de la spirale de maillechort recouverte de cuivre ;

Le poids de fer déposé est $\varpi = p' - p$. Sa densité f est donnée par $\frac{\varpi}{f} + \frac{p}{m} = \frac{p'}{d}$, et sa résistante R par $\frac{1}{R} + \frac{1}{r} = \frac{1}{r_1}$.

On obtiendra de même le poids ϖ_1, du cuivre déposé, sa densité c_1, sa résistance R_1.

Désignons par ρ et ρ_1 les résistances spécifiques du fer et du cuivre. On aura pour le fer :

$$R = \rho \int \frac{dl}{s}, \tag{1}$$

dl étant un élément de longueur de la spirale, et s la section correspondante de la couche de fer déposée. De même, pour le cuivre,

$$R_1 = \rho_1 \int \frac{dl}{s_1}. \tag{2}$$

Or, les épaisseurs des couches de fer et de cuivre déposées étant en chaque point proportionnelles, on a :

$$\frac{s}{s_1} = \frac{s dl}{s_1 dl} = \frac{\int s dl}{\int s_1 dl} = \frac{\frac{\varpi}{f}}{\frac{\varpi'}{c}}.$$

D'où, substituant à s_1 sa valeur dans (2) et divisant (1) et (2) membre à membre,

$$(4) \qquad \frac{\rho}{\rho_1} = \frac{R}{R_1} \times \frac{\varpi_1}{\varpi} \times \frac{f}{c}.$$

Ce qui permet d'évaluer ρ, puisqu'on connaît ρ_1.

Une opération ainsi conduite m'a donné :

$$\rho = 127,5,$$

en microhms-centimètres, en prenant $\rho_1 = 1,45$ pour la résistance spécifique du cuivre.

Ce nombre tendrait à placer le fer électrolytique après les fontes les plus dures.

On trouve en effet, pour les fers doux, des valeurs de ρ voisines de 14, pour l'acier des nombres compris entre 30 et 60, des nombres plus grands pour les fontes douces, et jusqu'à 114 pour les fontes dures.

Variation de résistance avec la température. — Un disque très mince en clinquant est collé au baume sur une plaque de verre, puis découpé par des rainures parallèles en un long ruban ; on soude aux extrémités des fils du cuivre, et on le recouvre d'un dépôt aussi régulier que possible de fer électrolytique. On mesure :

Avant le dépôt, la résistance R_0 de la lame et son coefficient de variation α_0 avec la température.

Après le dépôt, la résistance R_1 de la lame cuivre-fer, et son coefficient de variation α_1.

La résistance r du dépôt de fer est donnée par :

$$\frac{1}{R_1} = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{r}.$$

D'autre part, on a, à une température quelconque, en désignant par x le coefficient de variation de r avec la température :

$$\frac{1}{R_1(1+\alpha_1 t)} = \frac{1}{R_0(1+\alpha_0 t)} + \frac{1}{r(1+xt)},$$

d'où très sensiblement, les coefficients α_1, α_0 et x étant très petits :

$$\frac{\alpha_1}{R_1} = \frac{\alpha_0}{R_0} + \frac{x}{r}.$$

On a obtenu ainsi :

$$x = 0{,}000958.$$

Or, pour le fer doux $x = 0{,}0045$, pour l'acier doux 0,0040, pour l'acier dur 0,0020, et pour la fonte dure 0,00105 ([1]). La valeur de x classerait encore le fer électrolytique après la fonte dure. Du reste, si on considère la courbe construite par Strouhal et Barus, en prenant pour abscisses, les résistances spécifiques et pour ordonnées les variations de résistance avec la température ([2]), on trouve que le er électrolytique prend nettement place sur cette courbe, immédiatement après la fonte dure.

Constantes d'aimantation. — J'ai employé pour cette détermination la méthode d'oscillation dans un champ connu, fourni par des bobines parcourues par un courant. Cette méthode, employée avec des barreaux dont le diamètre n'est pas négligeable par rapport à leur longueur, fournit des valeurs du coefficient d'aimantation moins élevées que celles qu'on obtient avec des circuits magnétiques fermés, à cause de l'action démagnétisante des tiges cylindriques, mais elle permet de comparer rapidement et commodément différents corps, au point de vue magnétique. J'ai opéré à ce point de vue, sur 3 échantillons : Un barreau d'acier doux de la meilleure qualité (acier pour l'horlogerie) de 10 centimètres de long et $0^{cm},15$ de diamètre. Le même barreau trempé au rouge presque blanc dans le mercure. Enfin, du fer électrolytique ; le dépôt était fait sur une tige de cuivre ayant $12^{cm},3$ de long et $0^{cm},197$ de diamètre, mais la longueur aciérée n'était que de $9^{cm},65$, les deux bouts ayant été protégés contre le dépôt par une couche de paraffine qu'on a dissoute ensuite dans le pétrole. Le bain d'électrolyse contenait du chlorhydrate d'ammoniaque, la densité du courant était $0^{a},015$ par centimètre carré, et le poids de fer déposé de $0^{gr},3606$. Sans insister sur les détails, j'indiquerai seulement comment j'ai déterminé, avec l'appareil lui-même, la composante horizontale h du magnétisme terrestre. J'emploie une aiguille fine d'acier trempé très dur et fortement aimantée, placée dans l'axe des bobines productrices du champ, qui est aussi la direction de la composante horizontale h. On produit un champ H à l'aide des bobines, et dans le même sens que h, de

---

([1]) J'ai obtenu moi-même pour l'acier faiblement trempé (ressort de montre) $x = 0{,}0038$, et pour du fil d'acier fin trempé dans le mercure, $x = 0{,}0020$.

([2]) MASCART et JOUBERT, *Électricité et Magnétisme*, t. II, p. 722.

telle sorte que la période d'oscillation T est donnée par :

$$\frac{\varpi^2 K}{T^2} = M(H + h).$$

On fait ensuite tourner l'appareil de 180° autour d'un axe vertical mené par son centre, et on détermine l'intensité H' du champ des bobines qui reproduit la même période d'oscillation T. Les conditions sont alors les mêmes que dans l'expérience précédente, M n'a pas changé, et, par suite, on a :

$$\frac{\varpi^2 K}{T^2} = M(H' - h).$$

En comparant les deux valeurs de $\frac{\varpi^2 K}{T^2}$, on en tire :

$$h = \frac{H' - H}{2}.$$

Cette méthode, très rapide, serait, je crois, susceptible d'une grande précision avec un appareil approprié [1].

Les courbes de la (*fig.* 1) représentent très exactement les résultats obtenus [2].

On a porté en abscisses les champs H, en ordonnées les valeurs en unités C. G. S de l'intensité d'aimantation totale J (courbes en traits continus). J'ai aussi représenté (courbes en traits discontinus) l'intensité d'aimantation permanente J_0 possédée par l'aiguille lorsque le champ est annulé après avoir été porté à la valeur H.

Ces courbes présentent tout à fait l'allure de celles trouvées par M. Rowland, mais le maximum d'aimantation y est moindre. C'est le défaut de la méthode.

La partie initiale des courbes d'aimantation a été représentée à une échelle plus grande sur la (*fig.* 2.) On y voit que, pour l'acier trempé et le fer électrolytique, les courbes ne passent pas exactement par l'origine. Cela tient à la légère aimantation acquise par l'acier pen-

---

(1) Dans trois déterminations, faites à quelques jours d'intervalle, cette méthode m'a donné : $h = 0{,}308$, $0{,}310$, $0{,}310$. La grandeur insolite de h tenait à la présence de masses considérables de fer dans le voisinage presque immédiat de mon appareil.

(2) Les points correspondant aux déterminations expérimentales sont exactement sur les courbes tracées.

dant la trempe ou par le fer électrolytique pendant qu'il se dépose ; on

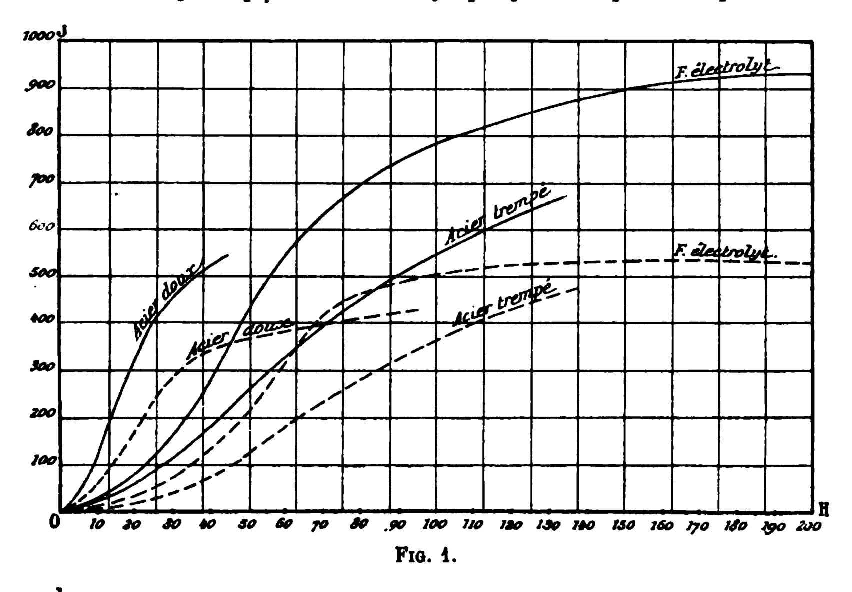


Fig. 1.

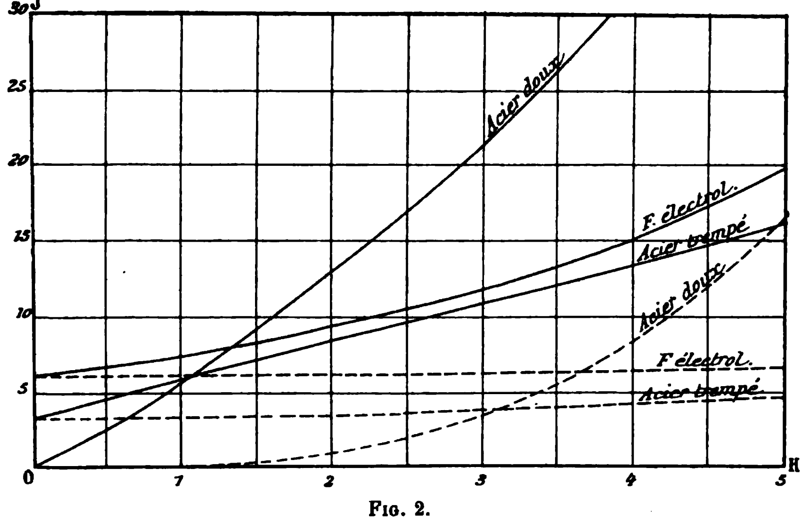


Fig. 2.

sait en effet qu'un dépôt de fer, effectué dans un champ magnétique, est aimanté (1) ; cet effet s'est manifesté, dans le cas actuel, malgré

(1) Voir W. Beetz, *Sur l'étude des aimants ainsi formés* (*Pogg. Ann.*, p. 107 ; 1860).

la précaution qu'on avait prise de retourner l'aiguille de cuivre bout pour bout, vers le milieu de l'opération galvanoplastique.

En tous cas, ce qui se dégage nettement de l'examen des courbes des (*fig.* 1 et 2), c'est que le fer électrolytique, au point de vue tant de son aimantation totale que de son aimantation permanente, se place entre l'acier doux et l'acier trempé [1].

Variation de la résistance spécifique par aimantation. — J'ai étudié aussi l'effet de l'aimantation transversale sur la résistance électrique, et je me suis convaincu que l'aimantation temporaire transversale produite par un champ de 2.500 C. G. S ne fait pas varier cette propriété de $\frac{1}{20000}$ de sa valeur.

En revanche, l'aimantation transversale permanente produit une diminution sensible de résistance [2].

Voici les résultats obtenus. La résistance étudiée r était placée transversalement dans le champ H, puis retirée et placée dans un bain d'huile où on mesurait sa résistance et sa température. Dans les tableaux suivants, r est relatif à la température de 11°.

Acier doux (ressort de montre) $r = 4^{\omega},1207$		fil d'acier trempé dur $r = 9^{\omega},9021$		fer électrolytique $r = 3^{\omega},1532$	
H	$\frac{\Delta r}{r}$	H	$\frac{\Delta r}{r}$	H	$\frac{\Delta r}{r}$
1150	0,00019	750	0,00021	309	0,00053
1775	0,00033	1150	0,00052	647	0,00082
2275	0,00031	1870	0,00058	1127	0,00155
5100	0,00029	2780	0,00049	1555	0,00196
		5900	0,00042	2281	0,00225
				3269	0,00228

La conclusion qui me paraît résulter de ce travail est que l'analogie entre le fer carburé et le fer hydrogéné est parfaitement justifiée par la comparaison des propriétés physiques des deux corps, de telle sorte que la qualité d'acier relève plutôt de la structure de la molécule que de la nature chimique du corps associé au fer.

---

(1) J'aurais voulu aussi le comparer à la fonte, mais je n'ai pu me procurer d'aiguilles de ce corps ayant les dimensions voulues.

(2) Cette propriété, contrairement aux précédentes, rapprocherait le fer électrolytique du fer doux; d'après sir W. Thomson (*Phil. Trans.*, 1856, p. 646), l'aimantation transversale diminuerait très légèrement la résistance dans le fer doux, tandis qu'elle l'augmenterait dans l'acier, d'après mes propres mesures.

SUR LES THÉORIES DU RÉSIDU ÉLECTRIQUE ;

Par L. HOULLEVIGUE.

Je tiens à rectifier une interprétation que, dans mon dernier travail sur le résidu électrique [1], j'avais donnée d'une expérience bien connue de M. Blondlot. En réalité, dans cette expérience, les ondes électromagnétiques ne traversent pas les lames diélectriques verre et soufre normalement à leur épaisseur, puisque la force électrique est elle-même normale à ces lames. Le raisonnement que j'avais fait, ainsi que sa conclusion, doivent par suite être supprimés. Du reste, ceci ne touche en rien les idées générales que j'ai développées dans la partie de mon travail étrangère aux expériences de M. Blondlot.

A. RIGHI. — Sulle onde elettromagnetiche generate da due piccola oscillazioni ortogonalsi oppure per mezzo di una rotazione uniforme (Sur les ondes électromagnétiques produites par deux petites oscillations électriques orthogonales ou par une rotation uniforme). ***Memorie della R. Accademia delle Scienze dell'Istituto di Bologna*****, 5e série, t. IV, p. 213-226 ; 1894.**

M. Righi étend au cas de deux petites oscillations électriques perpendiculaires, de même période, même amplitude et de phases différant de un quart de période, la théorie que Hertz [2] a donnée pour une petite oscillation électrique rectiligne.

Hertz, ayant pour but de calculer les effets produits par son oscillateur, définit une petite oscillation électrique par deux charges électriques variables E sin $2\pi nt$ et — E sin $2\pi nt$ de distance invariable l (petite par rapport à la longueur d'onde). M. Righi remarque qu'on ne change rien au problème en définissant l'oscillation électrique par deux charges électriques fixes + E et — E, dont la distance mutuelle variable est l sin $2\pi nt$ [3].

---

(1) Voir p. 113 de ce volume.

(2) Hertz, *Die Kräfte elektrischer Schwingungen, behandelt nach der Maxwell'schen Theorie* (*Wiedemann's Annalen*, t. XXXVI, p. 1, 1888).

Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft, p. 147.

(3) L'équivalence de l'oscillation électrique de Hertz et de l'oscillation mécanique de M. Righi a lieu au même titre que celle des champs développés par deux doubles points électriques dont les masses et les distances des masses sont différentes, mais dont les moments électriques sont égaux.

Avec *l'oscillation électrique* de Hertz, se produit entre les deux points un courant électrique qui développe une force magnétique définie par la loi de Laplace. Avec l'*oscillation mécanique* de M. Righi, la force magnétique est développée, suivant une conséquence de la théorie de Maxwell (1), par le transport mécanique des charges électriques dont la vitesse oscille pendulairement comme l'intensité du courant de tout à l'heure.

M. Righi montre alors que les deux petites oscillations mécaniques rectangulaires étudiées équivalent à la rotation uniforme, autour d'un axe perpendiculaire aux deux petites oscillations, de deux points électrisés de charges fixes + E et — E et de distance fixe l (2). On a ainsi un champ électrique tournant d'intensité constante.

Maintenant, une remarque très générale est que, à tout théorème n'impliquant pas l'existence de courants électriques dans des conducteurs, on peut faire correspondre un *théorème réciproque* dans lequel la quantité électrique et la quantité magnétique sont réciproques. On peut alors remplacer l'oscillation mécanique de deux points électrisés par l'oscillation mécanique de deux masses magnétiques.

On voit ainsi comment il est possible de construire des oscillateurs en recourant aux oscillations des corps électrisés ou des pôles magnétiques, *sans qu'il y ait de décharges oscillantes.* Comme on peut, par exemple avec un électro-aimant, maintenir indéfiniment un mouvement oscillatoire d'amplitude constante, les oscillateurs de cette nouvelle espèce possèdent l'avantage de ne *pas* avoir *d'amortissement.* Mais comme, d'autre part, il n'est possible d'obtenir ainsi que de grandes longueurs d'onde, il n'est plus possible de réaliser les phénomènes d'interférences qu'on observe si facilement avec les oscillateurs de Hertz.

Il sera difficile aussi d'obtenir la résonnance électrique. Mais on peut faire agir les oscillations électriques à grande période sur des corps électrisés capables de *résonnance acoustique* et dont la période de vibration sonore est identique à la période de vibration électrique de l'oscillateur.

---

(1) J.-J. Thomson, *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XI, p. 236; 1881.

(2) Autrement dit : on peut composer les oscillations simples rectangulaires des deux charges fixes dans le mouvement circulaire résultant, comme pour deux vibrations lumineuses rectilignes perpendiculaires différant seulement par leur phase de un quart de période.

D'après la réciprocité indiquée des quantités électriques et magnétiques, on peut remplacer les deux oscillations mécaniques de deux masses électriques, donnant un champ électrique tournant d'intensité constante, par deux oscillations mécaniques de masses magnétiques, donnant un champ magnétique tournant d'intensité constante.

M. Righi fait voir que, suivant une direction oblique au plan des deux petites oscillations mécaniques ou au plan de la rotation uniforme résultante, se propagent, par ondes sphériques, des vibrations elliptiques dont l'amplitude varie en raison inverse de la distance parcourue. Les ellipses de la force électrique et de la force magnétique demeurent semblables pour une même direction de propagation et sont orientées à angle droit l'une de l'autre. La phase de la vibration dépend de la direction de la propagation. Sur l'axe polaire (droite perpendiculaire au plan d'oscillation) qui est un axe de symétrie, il y a, bien entendu, transmission de vibrations circulaires, c'est-à-dire qu'il se propage dans cette direction un champ électrique tournant.

Dans le plan de l'équateur (plan d'oscillation), il y a transmission de vibrations transversales rectilignes. Pour l'effet produit dans ces directions, un double point électrisé tournant uniformément, ou bien un élément magnétique tournant, pourra donc remplacer un oscillateur hertzien. Comme on l'a déjà remarqué, un tel système tournant ne peut fournir que de grandes longueurs d'onde ; mais il sera possible sans doute de rendre ces ondulations manifestes en recourant à une *résonnance acoustique* antérieure à la résonnance électrique.

G. Sagnac.

L. MAGRI. — Sulla distribuzione delle scariche oscillatore nei circuiti derivati (Sur la distribution des décharges oscillantes dans les circuits dérivés). *Il Nuovo Cimento*, 4e série, t. IV ; 1896.

Deux fils d'argent A, B sont réunis en quantité dans le circuit de décharge d'une batterie. Ces fils, de même diamètre et de longueurs différentes, sont enroulés en solénoïde de façon que leurs coefficients de self-induction soient entre eux comme leurs longueurs et, par suite, comme leurs résistances ohmiques. Leur ensemble possède alors un coefficient de self-induction propre [1] ; cela permet de connaître le coefficient de self-induction du circuit total de décharge et, par suite, la période d'oscillation de la décharge.

---

[1] Ledeboer et Maneuvrier, *C. R. de l'Acad. des Sciences*, t. CV, p. 218, p. 371 ; 1887.

Chacun des solénoïdes est renfermé dans le réservoir d'une sorte de thermomètre à pétrole ; le déplacement de la colonne capillaire de pétrole mesure la quantité de chaleur développée dans le fil par la décharge qui y passe.

Les expériences sont faites d'abord avec une même distance explosive et diverses périodes d'oscillations, en changeant le nombre des condensateurs de la batterie et les solénoïdes d'argent.

On opère ensuite à capacité constante et pour diverses distances explosives ; on mesure alors les divers potentiels explosifs au moyen de l'électromètre à hauts potentiels de Righi.

L'expérience a montré que la décharge se répartit dans les fils A et B en raison inverse de leurs longueurs, c'est-à-dire que la résistance R' offerte à la décharge est, comme la résistance ohmique R, proportionnelle à la longueur l du fil, et cela, quelle que soit la période d'oscillation, et quel que soit le potentiel explosif.

Ces résultats sont d'accord avec la formule donnée par Maxwell et Rayleigh (¹).

G. Sagnac.

P. DE HEEN. — Note sur la cause probable de la production des rayons X et de l'électricité atmosphérique et sur la nature de l'électricité. — *Bull. de l'Acad. roy. de Belgique*, 3ᵉ série, t. XXXI, nᵒ 5 ; 1896.

1. — Dans un remarquable travail *sur la détermination à la fois expérimentale et théorique de la vitesse des projections cathodiques*, M. J.-J. Thomson a trouvé 200.000 mètres par seconde environ. M. P. de Heen trouve des nombres du même ordre de grandeur en prenant comme point de départ expérimental la vitesse acquise par une balle de sureau dorée placée entre deux plateaux électrisés en signes contraires. La vitesse de la balle projetée alternativement de l'un à l'autre pôle étant en rayon inverse de son rayon, si celui-ci est connu ainsi que la densité du liège, si on admet avec M. Houllevigue que le diamètre d'une molécule est comprise entre $\frac{1}{1\,000\,000}$ et $\frac{1}{10\,000\,000}$ de millimètre et si on prend la densité de la molécule

(¹) Si μ désigne la perméabilité magnétique, on a : $R' = \sqrt{\frac{1}{2}\frac{2\pi}{T}\mu l R}$ quand la période T est suffisamment petite.

d'air égale à l'unité, on trouve que la vitesse d'une molécule d'air dans le bombardement cathodique d'un tube de Crookes varie de 60.000 à 60.0000 mètres par seconde, nombres qui comprennent celui de M. J.-J. Thomson.

Si donc on admet définitivement ce nombre, la vitesse des molécules d'air étant de 485 mètres en moyenne à 760 millimètres, on en déduit que la vitesse des molécules dans un tube de Crookes correspond, au moment d'un choc, à une température T de 46 millions de degrés. Cette température excessive, mais très fugace, ne se produisant qu'au point frappé, déterminerait en ce point la production d'une onde de très courte longueur d'onde caractéristique des rayons X. La formule de Rubens :

$$\lambda \sqrt{T} = 123,$$

appliquée à ce cas donne pour λ la valeur $0^{\mu},02$, ce qui concorde avec les conclusions de M. Sagnac trouvant, par l'étude des phénomènes d'interférences, que les rayons *anticathodiques* doivent avoir une longueur d'onde inférieure à $0^{\mu},04$.

2. — D'après ce qui précède et d'après des expériences faites en commun avec le Dr Dwelshauvers-Déry, le phénomène de la phosphorescence ne serait nullement nécessaire à la production des rayons X, conclusion adoptée aujourd'hui.

L'auteur s'occupe ensuite de déterminer le point de départ des rayons X. Il décrit différentes expériences faites soit avec un tube primitif de Crookes (avec la croix d'aluminium), soit avec un autre de construction plus compliquée ; il en conclut que les rayons X sont le résultat de la rencontre des projections cathodiques et anodiques, conclusion qui n'a pas été ratifiée par la grande majorité des expérimentateurs.

3. — Si on compare les atomes d'une molécule vibrante à une série de diapasons rendant chacun un son déterminé, on conçoit qu'on puisse les ébranler par un choc brusque, choc d'autant plus vif que les branches de chaque diapason seront plus courtes, c'est-à-dire qu'il émettra une longueur d'onde plus petite.

Ce mode d'ébranlement sera obtenu en faisant tomber sur les corps un faisceau de rayons. On constate que, si leur longueur d'onde est très faible (rayons violets et ultra-violets, rayons X), *ils modifient l'état électrique des corps*. L'auteur en conclut que *des ondes éthérées*

très courtes rencontrant la surface d'un corps déterminent dans la couche d'éther, qui est à la surface de ce corps, des vibrations auxquelles on doit toutes les manifestations électriques.

S'il en est ainsi, on conçoit que les rayons à courte longueur d'onde puissent activer ou détruire les vibrations électriques, vibrations dont le sens déterminerait le signe de l'électricité. Dès lors, si une surface électrisée est le siège de vibrations éthérées, elle devra agir sur une plaque photographique à la façon des rayons chimiques. M. de Heen vérifie cette conséquence par une expérience directe qui, malheureusement, laisse prise à de graves objections.

4. — L'auteur termine sa note en attribuant à la température excessive des protubérances solaires l'émission de longueurs d'onde assez courtes pour produire l'électrisation positive de l'atmosphère et, par influence, l'électrisation négative du sol. De là les phénomènes de l'électricité atmosphérique par la recombinaison continue (aurores polaires) ou violente (orages) de ces deux électricités.

E. Mathias.

P. de Heen. — Note sur le radiomètre, sur la photographie Le Bon et sur la nature de l'électricité. — *Bull. de l'Acad. roy. de Belgique*, 3ᵉ série, t. XXXII, n° 17; 1896.

L'auteur généralise les considérations de sa précédente note sur la nature de l'électricité. L'électrisation superficielle des corps étant produite par l'action de vibrations éthérées de très petite longueur d'onde tombant sur eux, M. de Heen imagine une infinité d'électricités comme il y a une infinité de longueurs d'onde lumineuses, calorifiques ou chimiques. L'*infra-électricité* serait caractérisée par des temps de vibration relativement longs, l'*ultra-électricité* par des temps de vibration plus courts que ceux qui correspondent aux phénomènes électriques proprement dits. Les radiations calorifiques et lumineuses détermineraient la production de l'infra-électricité; les radiations violettes et ultra-violettes donneraient l'électricité proprement dite; les rayons X donneraient en tombant sur les corps le phénomène ultra-électrique.

Il suivrait de là, d'après M. de Heen, que le radiomètre n'est probablement qu'un *tourniquet infra-électrique*. Pour le transformer en tourniquet électrique, il suffit d'ailleurs de le placer entre les deux pôles d'une machine de Holtz; il prend, dans ces conditions, une

rotation inverse de celle qu'il prend à la lumière, la surface brillante des palettes étant plus conductrice de l'électricité que la surface noircie.

C'est également à l'infra-électricité que M. de Heen attribue l'impression photographique produite par des radiations émanées du soleil ou d'une lampe et qui ont traversé une feuille métallique, cette énergie pouvant déterminer une action photographique aux points qui sont en contact avec la plaque, c'est-à-dire aux points qui sont le mieux protégés contre une radiation directe.

L'auteur fait l'expérience en disposant une feuille d'étain sur la face sensible d'une plaque photographique *préalablement voilée* et enveloppant le tout dans le papier noir ou gris qui sert à préserver les plaques. Le tout est disposé *dans un châssis-presse* muni ou non de sa plaque de verre et exposé plusieurs heures à la lumière d'une lampe à arc ou aux rayons du soleil. On trouve, en développant la plaque, qu'*elle est plus impressionnée sous la feuille d'étain qu'autour, et cela qu'elle que soit l'épaisseur de celle-ci qui peut varier dans la proportion de 1 à 10 sans changer l'impression.*

L'explication de ce fait au moyen de l'infra-électricité paraîtra moins décisive si l'on remarque que la face sensible de la plaque photographique est plus fortement pressée sous la feuille d'étain qu'autour, ce qui, d'après les travaux bien connus de M. Abney, suffit, pour donner une impression plus forte. L'échauffement produit par la lampe à arc (placée dans les expériences à 40 centimètres du châssis) a dû produire des effets du même ordre, la température de la plaque au contact de la feuille d'étain étant vraisemblablement différente de celle de la région environnante, d'où une différence dans l'impression qui peut s'ajouter à celle de la pression.

M. de Heen conclut de ce qui précède que les radiations qu'il appelle infra-électriques sont *continuatrices* de l'action photographique, mais qu'elles ne sont pas *excitatrices*, car l'expérience faite avec une plaque non voilée donne derrière la feuille d'étain une suppression faible. Peut-être dans ce dernier cas le temps de pose était-il insuffisant, car on sait, depuis Fizeau, qu'une plaque voilée est beaucoup plus sensible à la lumière qu'une plaque non voilée. D'autre part, d'après M. Bouasse, toutes les radiations seraient douées du pouvoir continuateur, et le pouvoir excitateur dépendrait surtout de l'intensité de la radiation.

E. MATHIAS.

P. DE HEEN. — Note relative à quelques conditions d'équilibre infra-électriques et à la conduction de cette énergie (*Bull. de l'Acad. roy. de Belgique*, 3e série, t. XXXII, nos 9, 10 ; 1896.

D'après M. de Heen, l'*énergie infra-électrique* serait l'énergie développée dans les corps par les radiations lumineuses, énergie qui aurait échappé jusqu'ici à l'attention des expérimentateurs par sa grande faculté de dissipation.

Si l'on admet que les éléments infra-électriques se repoussent et que les métaux conduisent mieux cette énergie que le bois et le papier, on peut interpréter les curieuses et remarquables expériences suivantes.

1. — Sur le côté sensible d'une plaque photographique *préalablement voilée*, on applique une bande de papier d'étain ; on dispose la plaque dans un châssis-presse muni de sa lame de verre, on enveloppe le tout dans le papier noir des photographes et on recouvre d'une planchette de hêtre de 2 millimètres d'épaisseur environ.

Une moitié du système est éclairée par les rayons d'une lampe à arc ; l'autre moitié est dans l'ombre.

Après développement, on trouve que non seulement la plaque est plus impressionnée sous la bande d'étain qu'autour, mais qu'*elle est beaucoup plus fortement impressionnée dans la région de l'ombre que dans la région de la lumière.*

2. — L'expérience réussit encore si l'on coupe en deux la plaque photographique en séparant les deux moitiés, la séparation se trouvant sur la ligne d'ombre et de lumière des rayons incidents. .

3. — L'expérience réussit encore, quoique plus difficilement, en supprimant la partie de la plaque photographique située du côté de la lumière. La moitié restée dans l'ombre s'impressionne quand même et plus sous la feuille d'étain qu'autour.

4. — On remplace la planchette de hêtre par une feuille d'étain ; dans ce cas la plaque s'impressionne uniformément du côté de l'ombre et du côté de la lumière.

L'auteur explique ces expériences en remarquant que la lumière incidente détermine, aux points de la planchette de hêtre qu'elle frappe, une énergie infra-électrique que le peu de conductibilité du bois empêche de se déplacer. Pareille énergie se développe sous la feuille d'étain au contact de la plaque photographique, et cette énergie, repoussée par la première, se répand grâce à la conductibilité

de l'étain dans les parties de la feuille métallique qui sont dans l'ombre et impressionne la plaque plus fortement que dans la région de la lumière. Cette différence d'impression ne peut pas se produire, au contraire, dans la quatrième expérience dont l'interprétation est aisée.

L'auteur donne pour pendant à ces expériences d'autres expériences qu'il est facile d'imaginer et dans lesquelles l'énergie électrique joue le rôle attribué dans les précédentes à l'énergie infra-électrique : il y a dans ces deux ordres de faits un parallélisme remarquable.

L'interprétation de particularités de détail, présentées par certains clichés, conduit enfin M. de Heen à des conclusions peut-être un peu rapides et d'après lesquelles, par exemple, l'énergie infra-électrique produirait des effets inverses de *voilage* et de *dévoilage* des plaques photographiques selon qu'elle serait en repos ou en mouvement. Le dévoilage par l'infra-électricité en mouvement s'expliquerait aussi bien par le phénomène de l'inversion, sans qu'il soit besoin d'imaginer un changement de signe dans son action sous l'influence du mouvement.

E. Mathias.

A. HEYDWEILLER. — Der Temperatureinfluss auf die innere Reibung von Benzol und Aethyläther oberhalb ihres Siedepunktes (Influence de la température sur le frottement intérieur du benzol et de l'éther éthylique au-dessus de leurs points d'ébullition). *Wied. Ann.*, t. LV, p. 561 ; 1895.

A. HEYDWEILLER. — Die innere Reibung einiger Flüssigkeiten oberhalb ihres Siedepunktes (Frottement intérieur de quelques liquides au-dessus de leur température d'ébullition). *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 193 ; 1896.

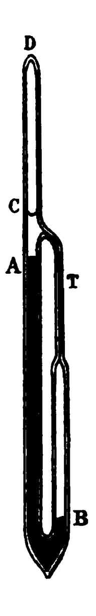
Un tube fermé, présentant la forme ci-dessous, est chauffé dans un bain convenable à une température constante. Il contient une colonne de mercure AB et au dessus, dans les deux branches, le liquide à étudier en présence de sa vapeur saturée occupant l'espace CD. La pression exercée par le mercure oblige le liquide à s'écouler à travers le tube capillaire, avec une vitesse que l'on déduit de la mesure du déplacement du ménisque mercuriel A. Connaissant la longueur et le diamètre du tube capillaire T, on peut donc calculer le coefficient η de frottement intérieur.

Entre des températures de 0,62 à 0,83 de la température cri-

tique, la formule exponentielle :

$$\eta = Ce^{-\gamma t},$$

proposée par Stoel [1], s'applique avec une approximation suffisante ; C et γ sont des constantes ; t est la température centigrade. Mais



aucune formule connue ne représente rigoureusement le phénomène dans un intervalle plus étendu, soit au voisinage immédiat du point critique, soit pour des températures très éloignées de ce point.

E. Bouty.

F. BRAUN. — Versuche zum Nachweis einer orientirten electrischen Oberflächenleitung (Recherches en vue de prouver l'existence d'une conductibilité superficielle orientée). *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 673 ; 1896.

On doit à M. G. Wiedemann l'expérience suivante : Si on saupoudre de lycopode la surface de clivage d'un cristal de gypse et si on fait jaillir à sa surface une étincelle, à l'aide d'une pointe métallique déchargeant de l'électricité positive, la poudre légère est chassée et dessine une ellipse striée de rayons, dont le rapport d'axes est

(1) *Comm. Lab. of physik*. n° 2. Leyden, 1891.

d'environ $\frac{1}{2}$ à $\frac{1}{3}$. M. Wiedemann en conclut que la surface cristalline possède une conductibilité électrique variable avec la direction.

Pour étudier cette question de plus près et mesurer la conductibilité de la surface cristalline dans une direction donnée, M. Braun prend comme source d'électricité une batterie de Leyde chargée à une différence de potentiel de 500 à 2.200 volts, et mesure le temps nécessaire pour charger un électromètre de capacité connue à un potentiel connu très faible, à travers une bande de largeur et de direction connues, limitée à la surface du cristal par des électrodes métalliques.

Les expériences n'ont donné d'assez bons résultats, d'ailleurs purement qualitatifs, qu'avec le gypse, substance relativement assez soluble dans l'eau, et à la condition de maintenir pendant longtemps la surface étudiée dans un courant d'air à un degré de saturation invariable. L'épaisseur maximum que l'on peut attribuer à la pellicule superficielle à conductibilité orientée peut être évaluée, d'après la conductibilité des solutions de gypse. Elle est de l'ordre de grandeur de 10^{-7} millimètres.

E. Bouty.

F. BRAUN. — Über den continuirlichen Uebergang einer electrischen Eigenschaft in der Grenzschicht von festen und flüssigen Körpern (Sur la variation continue d'une propriété électrique dans la couche de séparation d'un solide et d'un liquide). *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 682 ; 1896.

M. Braun, en se plaçant dans des conditions bien déterminées, analogues à celles des expériences précédentes, établit que la pellicule superficielle du gypse en contact avec l'air à un degré de saturation donnée, partage avec les corps solides la propriété de fournir des résidus électriques, c'est-à-dire que, après la cessation du courant dans la pellicule, cette couche a fourni aux électrodes une différence de potentiel croissant avec le temps, bien supérieure au maximum de la polarisation galvanique et croissant avec la force électromotrice du courant polarisant.

A mesure que l'épaisseur de la pellicule superficielle croît, c'est-à-dire quand elle s'est formée dans un air de plus en plus humide, les phénomènes caractéristiques du résidu prennent une intensité décroissante ; notamment, la différence de potentiel maximum que l'on peut observer se confond bientôt avec le maximum de polarisation.

On observerait là, d'après M. Braun, la transition continue entre deux propriétés caractéristiques, l'une des diélectriques solides, l'autre des électrolytes liquides.

E. Bouty.

F. BRAUN. — Ueber die Leitung electrisirter Luft (Sur la conductibilité de l'air électrisé). *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 688; 1896.

L'air électrisé n'agit que par convection ; les particules solides ou gazeuses qui transportent l'électricité se déplacent seulement dans le sens où les pousse le champ ambiant.

On se ferait donc une idée parfaitement inexacte de la convection par l'air, si l'on assimilait le gaz à un milieu isolant dans lequel des sphérules conductrices se déplaceraient indifféremment dans tous les sens, à la manière dont on admet que les molécules gazeuses se meuvent, d'après la théorie cinétique.

E. Bouty.

F. BRAUN. — Ein Versuch über magnetischen Strom (Une expérience sur le courant magnétique). *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 693; 1896.

Entre les deux noyaux d'un électro-aimant de Rumhkorff et en communication avec eux par ses extrémités, on place une spirale de fil de fer, qui se trouve parcourue par un *courant magnétique* quand on ferme, on ouvre ou on renverse le courant excitateur. Un fil de cuivre rectiligne tendu à l'intérieur de la spirale et passant à travers le trou axial des noyaux, est parcouru par un courant induit, qui cesse de se produire si on supprime la spirale, et dont le sens change avec le sens de l'enroulement de celle-ci, conformément aux lois de l'induction électromagnétique.

E. Bouty.

C.-A. MEBIUS. — Ueber Polarisationserscheinungen in Vacuumzröhren (Phénomènes de polarisation dans des tubes de Geissler). *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 696; 1896.

Hittorf [1] montra, en 1879, que des gaz raréfiés parcourus par un courant électrique deviennent capables d'en conduire un autre, produit par une petite force électromotrice. Ce résultat a été con-

---

(1) Hittorf, *Wied. Ann.*, t. VII, p. 553 et 614; 1879.

firmé et étendu par des recherches de Hertz [1], Schuster [2], Arrhenius [3], Wiedemann et Ebert [4].

Pour étudier les phénomènes qui se produisent dans ces conditions, l'auteur emploie un tube de Geissler dont l'une des électrodes principales est mobile. A cet effet elle est reliée à la soudure par laquelle elle s'introduit, par l'intermédiaire d'un fil de cuivre flexible et par un morceau de fer qu'on déplace sous l'action d'un aimant extérieur. Outre les deux électrodes principales, le tube contient des électrodes parasites ou sondes fixes placées dans des sections différentes du tube. Grâce au déplacement de l'électrode principale mobile, on amène les sondes dans telle région que l'on voudra de la décharge principale.

Le circuit principal contient 1000 accumulateurs Planté, un rhéostat à liquide, un interrupteur et un téléphone. Le circuit secondaire aboutit soit à l'une des électrodes principales et à l'une des sondes, soit aux deux sondes ; il contient une force électromotrice E connue et variable à volonté, un rhéostat à liquide et un galvanomètre ; on peut par exemple régler la force électromotrice E de manière à maintenir le galvanomètre au zéro.

Une sonde et le gaz qui la baigne sont au même potentiel quand la sonde ne livre passage à aucun courant. On peut donc, à l'aide de sondes, déterminer la valeur du potentiel dans les diverses régions de la décharge principale et, en particulier, la variation brusque du potentiel au voisinage immédiat de l'anode ou de la cathode.

Par une variation convenable de la force électromotrice E, on peut faire passer un courant de l'air à une sonde, ou inversement ; s'il n'y avait pas de *polarisation* de la sonde, l'intensité I du courant secondaire serait proportionnelle à la variation de E à partir de l'équilibre. En mesurant à la fois I et E on pourra donc déterminer les *polarisations* individuelles des sondes.

Nous n'entrerons pas dans le détail des expériences rapportées par M. Mebius. Voici ses conclusions :

1° Quand un courant traverse un tube de Geissler dans lequel la

---

(1) Hertz, *Wied. Ann.*, t. XIX, p. 782 et 813 ; 1883.

(2) Schuster, *Proc. of the Roy. Soc.*, t. XLII, p. 371 ; 1887.

(3) Arrhenius, *Wied. Ann.*, t. XXXII, p. 545 ; 1887 ; *Journal de physique*, 2e série, t. VII, p. 206 ; 1888.

(4) E. Wiedemann et Ebert, *Wied. Ann.*, t. XXXV, p. 220 ; 1888 ; *Journal de physique*, 2e série, t. VIII, p. 599 ; 1889.

pression de l'air est d'environ $0^{mm},5$, la chute de potentiel maximum à l'anode est d'environ $23^{volts},5$ quand cette anode est placée dans la lumière positive ou négative, de 4 à 5 volts, ou moindre encore quand il est dans l'espace obscur intermédiaire, enfin d'environ 200 volts dans l'espace obscur cathodique. L'auteur nomme cette chute de potentiel maximum *chute anodique normale*.

2° Quand un courant va d'une sonde à l'air, le potentiel de la sonde est plus élevé que celui de l'air. La chute de potentiel correspondante est très petite quand l'intensité du courant est elle-même petite et croît avec l'intensité du courant; elle a pour limite la chute anodique normale.

3° Quand un courant va de l'air à une sonde, le potentiel de la sonde est inférieur à celui de l'air. Cette chute de potentiel cathodique, petite quand l'intensité du courant est faible, croît avec cette intensité beaucoup plus rapidement que la chute de potentiel anodique, sauf dans l'espace anodique obscur où l'inégalité se renverse. Dans la lumière négative (*negative Glimenlicht*) l'accroissement de la chute de potentiel cathodique est beaucoup plus petite que dans les autres parties de la décharge.

4° Les chutes de potentiel aux sondes sont, pour une même intensité du courant secondaire, d'autant plus faibles que le courant principal est plus intense.

E. Bouty.

G. VICENTINI. — Osservazione e proposte sullo studio dei movimenti microsismici (*Atti della R. Accademia dei Fisiocritici*, ser. VI, vol. V. Siena, 1894).

— Osservazioni sismiche.

— Microsismografo a registrazione continua (*Bulletino della Societa Veneto-Trentina di Scienze Naturali*, t. VI, n° 1. Padova, 1895).

G. VICENTINI et G. PACHER. — Considerazioni sugli apparecchi sismici registratori (*Atti del R. Istituto Veneto*, t. VII, ser. VII. Venezia, 1896).

G. VICENTINI. — Fenomeni sismici osservati a Padova dal Febbraio al settembre 1895 (*Atti della Societa Veneto-Trentina*, ser. II, vol. III, fasc. I. Padova, 1896).

— Sugli apparecchi impiegati nello studio delle ondulazioni del suolo (*Atti del R. Istituto Veneto*, t. VIII, ser. VII, Venezia, 1897).

(Observations relatives à l'étude des petits mouvements sismiques, microsismographe, etc.)

M. Vicentini a fait à Sienne d'abord, puis à Padoue, une longue étude des appareils destinés à enregistrer les petits mouvements du sol, tels que ceux qui se produisent en des régions éloignées d'un véritable tremblement de terre.

Il s'est arrêté à un *microsismographe* constitué par une grosse masse de fonte de 50 kilogrammes, suspendue par trois chaînes de $1^{m},50$ à un étrier solide, fixé lui-même à une poutre de fer scellée dans le mur. Ce système constitue un pendule dont la durée d'oscillation complète est $2^{sec},4$, qui reste au repos si le mur et le sol sur lequel il repose ne sont pas ébranlés, qui s'incline, au contraire, si ce sol vient à s'incliner.

On enregistre les déplacements de la masse du pendule, et on les amplifie, au moyen d'une tige verticale dont le sommet vient appuyer contre une petite cavité creusée au centre de la base inférieure de la masse de fonte, et dont la pointe inférieure agira sur l'enregistreur. Cette tige verticale constitue un levier, dont le point fixe est plus près du haut que du bas : c'est un point fixe. et non un axe fixe : qu'on imagine la tige interrompue sur 1 ou 2 centimètres de long, et remplacée par un anneau d'aluminium, les deux morceaux de la tige verticale venant s'implanter en deux points diamétralement opposés ; mais, tandis que le bras inférieur s'arrête à l'anneau, le bras supérieur le traverse pour venir aboutir à l'intérieur du cercle creux, et s'y terminer en pointe. On fait reposer cette pointe sur un support en verre, porté par un étrier fixé au mur. La tige verticale peut tourner en tous sens autour de cette pointe, et l'extrémité inférieure reproduit, dans un plan horizontal, en les amplifiant (dans la proportion de 16 à 1) les mouvements effectués par l'extrémité qui appuie contre la masse de fonte. Un double système de leviers permet d'inscrire séparément sur deux cylindres distincts les mouvements effectués par cette pointe dans la direction *est-ouest* et dans la direction *nord-sud.*

Un instrument de ce genre a fonctionné à l'Université de Sienne, à un troisième étage ; mais il était fixé à un mur très épais et très solide. On a observé que, lorsqu'il passait des voitures dans la rue devant l'édifice, les secousses s'enregistraient très nettement, et étaient faciles à distinguer des oscillations pendulaires de la masse, secousses d'abord faibles et s'exerçant dans le sens parallèle au mur lorsque la voiture était loin, puis plus fortes, obliques et enfin perpendiculaires au mur quand la voiture passait devant le laboratoire.

A Padoue, on a établi un appareil analogue, de $3^{m},36$ de long, et muni de perfectionnements, que l'auteur se réserve de faire connaître. Les jours qui ont précédé un tremblement de terre sensible dans une autre ville d'Italie, on a toujours eu des indications anormales sur les

diagrammes. On a pu mettre en évidence des mouvements oscillatoires du sol, *à très courte période*, à période assez courte pour que le pendule constitué par le microsismographe fonctionne comme une masse astatique. Les deux appareils établis à Sienne et à Padoue, bien que fonctionnant dans des conditions différentes, se sont trouvés à la fois plus sensibles et plus comparables entre eux, que ne l'eussent été les sismométrographes.

B. Brunhes.

GRIMALDI et PLATANIA. — Sulla resistenza elettrica dei metalli nei diversi dielectrici. I. — Ricerche sulla variazione di resistenza del rame nel petrolo (sur la variation de résistance du cuivre dans le pétrole). *Accademia Giœnia di Scienze naturali in Catania*, fasc. XXXVIII, déc. 1894.

Le physicien américain Sanford a prétendu trouver une augmentation de conductibilité d'un métal, quand ce métal est plongé dans un diélectrique tel que le pétrole au lieu d'être dans l'air. Carhart a nié l'existence du phénomène. En reprenant des mesures, et se mettant à l'abri, par des précautions minutieuses, de toute force électromotrice thermo-électrique, les auteurs ont cru pouvoir conclure à la réalité du phénomène, mais ils donnent pour l'augmentation de conductibilité dans le pétrole, un nombre 12 fois moindre que celui de Sanford (1,00015 pour la conductibilité du laiton dans le pétrole en prenant pour unité sa conductibilité dans l'air, — au lieu de 1,0018 donné par Sanford). — La question est donc encore loin d'être tranchée, et de l'être dans le sens de l'affirmative.

B. Brunhes.

OLIVER LODGE. — Experiments on the Absence of mechanical connection between and matter (Expériences sur l'absence de connexion mécanique entre l'éther et la matière). *Royal Society of London*, 4 mars 1897.

MM. Lodge et Davies font bifurquer un rayon de lumière, dont ils envoient chaque moitié dans des directions opposées, autour et très près d'une masse matérielle en rotation rapide ; ils observent, au moyen des franges d'interférence, si la vitesse de la lumière est affectée par le voisinage de la matière en mouvement. Avec des vitesses de 300 tours à la minute, on n'a eu aucun effet appréciable. Il n'y a donc rien d'analogue à une connexion visqueuse entre l'éther et la matière.

B. Brunhes.

RYDBERG. — Die neue Grundstoffe des Cleveïtgases (Les nouveaux constituants du gaz de la clévite). *Wied. Ann.*, n° 8, 674-680; 1896.

M. Rydberg a énoncé une relation existant entre les divers *groupes* de raies d'un même corps simple, et qui se vérifie bien si l'on considère les spectres des métaux alcalins (Li, Na, K, R). Il y a alors trois séries de raies : une série de raies à bords diffus D, une série de raies bien délimitées S, enfin une autre série H (Hauptserie). Dans chaque groupe les raies vont en se resserrant et en s'affaiblissant du côté du spectre le plus réfrangible, et tendent vers une position limite. Cette position limite M est la même pour les groupes D et S, mais elle diffère de la limite P de la série H. M. Rydberg remarque que la raie P, la moins réfrangible de P (premier terme de la série P), coïncide avec la première raie de H, et indique, en outre, la relation suivante, où les lettres désignent les inverses des longueurs d'onde :

$$P - M = P_1. \tag{1}$$

L'auteur applique ces remarques au spectre du gaz de la clévite. Les recherches de Runge et Paschen et de Lockyer sur ce sujet rendent vraisemblable dans ce gaz la présence d'un nouvel élément autre que l'hélium. Parmi les 6 groupes de raies observées, 3 appartiendraient à l'hélium et 3 à cet élément (parhélium). Les règles précédentes permettent d'indiquer à quel élément correspondent les divers groupes, car les premières raies des deux groupes H ont été mesurées par Runge et Paschen avec le bolomètre, et leur position permet de décider de leur origine. La raie observée près de $\lambda = 2^{\mu},040$ serait due au parhélium, et la raie près de $\lambda = 1^{\mu},117$ à l'hélium.

Les valeurs observées ne coïncident pas exactement avec les valeurs calculées d'après la relation (1). M. Rydberg croit pouvoir mettre ces écarts sur le compte des erreurs d'expérience et discute à ce point de vue les mesures de Runge et Paschen.

En terminant, il signale une règle qu'il a publiée en 1886 et qui relie les poids atomiques des différents éléments supposés évalués en nombres entiers. Les poids atomiques des éléments de valence paire formeraient une série de la forme $4n$, et ceux de valence impaire, la série de la forme $4n - 1$ (n est un nombre entier). Cette règle s'applique à peu près exactement aux corps dont le poids atomique est inférieur à 56, mais le tableau correspondant présentait des lacunes. L'argon (20) et l'hélium (4) sont venus occuper deux des places vides :

le parhélium viendrait, d'après l'auteur, combler le premier vide, et le tableau serait à très peu près complet.

A. Cotton.

H. MURAOKA. — Das Johanniskäferlicht (La lumière émise par un coléoptère japonais). *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 773 ; 1896.

Le coléoptère lumineux étudié par M. Muraoka est très abondant vers la mi-juin dans la province de Kyoto ; la lumière est émise par deux ou trois corpuscules sphériques de l'abdomen, mais le corps entier de l'insecte paraît émettre des radiations capables de traverser les corps opaques et d'exercer une action photographique.

Les propriétés des radiations transmises paraissent dépendre de la nature de la substance à travers laquelle elles ont passé. Ces radiations sont susceptibles de se réfléchir.

E. Bouty.

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES DE GENÈVE ; 1896.

W. SPRING. — Sur le rôle des courants de convection calorifique dans le phénomène de l'illumination des eaux limpides. 4e période, t. I, p. 201-220.

Bunsen a montré que l'eau pure est bleue, quand on la regarde sous une épaisseur suffisante. La présence dans l'eau de corpuscules solides, de dimensions petites, ne se déposant plus, a pour effet d'intercepter le passage des radiations de faible longueur d'onde (bleue ou violette) et de réfléchir facilement ces mêmes radiations. Par conséquent, la lumière blanche, vue par transmission à travers une grande épaisseur, donnera l'impression du jaune plus ou moins orangé, tandis que la lumière, vue après réflexion, paraîtra bleuâtre (1).

L'illumination de l'eau des lacs ou de la mer, qui est attribuée par Soret (2) à la présence de ces corpuscules invisibles, serait surtout produite, d'après l'auteur, par des courants de convection du liquide, provoqués par des différences de température ; ces courants établi-

(1) W. Spring, *Bulletin de l'Académie de Belgique*, 3e série, t. V, p. 55-84, et t. XII, p. 814-857.
(2) Soret, *Arch. des Sciences phys. et nat.*, t. XI, p. 276-296; 1884.

raient dans la masse liquide des couches, de densité inégale, variables de forme et de position, à la surface desquelles se produiraient des réfractions inégales ayant pour effet de disperser la lumière dans tous les sens et de provoquer une opacité apparente, comme si le liquide renfermait des corpuscules. La vérification de cette manière de voir est faite au moyen d'un tube de 26 mètres de longueur et de 15 millimètres de diamètre parfaitement droit, au travers duquel on vise, avec une lunette astronomique placée à l'une des extrémités, deux fils parallèles tendus à l'autre extrémité. Le tube étant plein d'eau exempte de particules solides en suspension, une variation de température de $\frac{1}{2}$ degré dans sa longueur suffit pour empêcher la visée et donner à l'eau, parcourue par des courants de convection calorifique, les propriétés d'un milieu trouble.

V. AGAFONOFF. — Absorption des rayons ultra-violets par les cristaux et polychroïsme dans la partie ultra-violette du spectre. 4e période, t. II, p. 349.

Les lentilles du système optique sont en quartz ou en spath-fluor; le prisme est en spath-fluor. Si le polychroïsme existe, on le met en évidence en dédoublant, à la sortie du collimateur, le faisceau en deux à l'aide d'un prisme de Rochon sans baume de Canada; on obtient ainsi deux spectres placés l'un au-dessus de l'autre et polarisés à angle droit. Les étincelles d'une grande bobine de Ruhmkorff jaillissant entre deux électrodes de cadmium fournissent des raies dans le spectre, qui servent de repères, si on utilise les indices de réfraction du spath-fluor donnés par M. Mascart et par M. Sarasin. L'oculaire du spectroscope est remplacé par une chambre photographique. Les observations ont porté sur 130 cristaux différents, qu'on plaçait devant la fente du collimateur: deux d'entre eux, l'acide hémimellitique et la tourmaline ont présenté le polychroïsme.

Dans le cas de la tourmaline, on a remarqué que l'absorption portait dans la partie visible pour l'un des spectres et dans la partie ultra-violette pour l'autre; ce phénomène de renversement de l'absorption est intéressant à signaler.

CH. DUFOUR. — Sur l'opacité du charbon. 4e période, t. I, p. 270.

Pour expliquer les lueurs crépusculaires qui ont suivi l'éruption du Krakatoa, en 1883, ainsi que la demi-obscurité qui règne, par temps

calme, dans les villes manufacturières où il se répand dans l'air une assez grande quantité de fumée, il suffit de tenir compte de l'opacité du charbon en suspension dans l'atmosphère. M. Dufour a, en effet, vérifié qu'une épaisseur de $\frac{1}{10000}$ de millimètre de charbon sur une lame deverre affaiblit d'une manière appréciable la lumière du soleil, et qu'une épaisseur de $\frac{1}{692}$ de millimètre l'intercepte complètement. Or, en admettant que la proportion de 2 0/0 de la houille qu'on brûle s'échappe sous forme de fumée, on peut calculer que la fumée de 500 mètres cubes de houille suffit pour recouvrir d'une épaisseur de $\frac{1}{10000}$ de millimètre une superficie de 100 kilomètres carrés, qui est à peu près celle de Manchester et de ses environs.

On dépose sur les plaques de verre une mince couche de charbon en les agitant sur un bec de gaz; l'augmentation de poids de la plaque permet de déterminer l'épaisseur de la couche; on a adopté 1,4 pour la densité du charbon.

Henri VEILLON. — Sur l'aimantation de l'acier par les décharges oscillantes de la bouteille de Leyde. 4e période, t. I, p. 305 et 409.

Ce travail a pour but de compléter les résultats de Savary [1], Hankel [2], von Liphart [3], Righi [4], von Waltenhofen [5]. La décharge d'une bouteille de Leyde, dont l'une des armatures est en communication avec le sol, traverse un excitateur A, puis se partage entre deux branches, dont l'une possède un excitateur B, et l'autre une self-induction C. Chacune de ces trois branches étant munie d'un galvanomètre balistique de Wiedemann, M. Hagenbach-Bischoff [6] a vérifié qu'il passe, au travers de la self-induction C, une masse d'électricité quelquefois supérieure à vingt fois celle qui éclate dans l'excitateur A; cette masse est égale à la

(1) Savart, *Ann. de Ch. et de Phys.*, t. XXXIV, p. 5 et p. 220; 1827.
(2) Hankel, *Pogg. Ann.*, Bd. LXV, p. 537, 1845; Bd. LXIX, p. 321; 1846.
(3) Von Eiphart, *Pogg. Ann.*, Bd. CXVI, p. 513; 1862.
(4) Righi, *Journal de Phys.*, 1re série, t. X, p. 482; 1882.
(5) Van Waltenhofen, *Wien Site-Ber.*, 48 Abth. II, p. 565; 1863.
(6) *Archives des Sciences phys. et nat. — Comptes Rendus de la session de Schaffhouse*, p. 63; 1894.

somme des masses qui jaillissent en A et en B. Il se produit donc en B une *sorte d'aspiration* vers la self-induction, qui peut devenir considérable relativement à la masse d'électricité du condensateur. Ces diverses décharges, qui influent différemment sur le magnétisme des aiguilles des galvanomètres traversent tantôt des fils rectilignes, tantôt des bobines, aimantant des aiguilles en acier, dont on détermine le magnétisme par la méthode de van Reess (7). Cette méthode, appliquée après avoir rongé à l'acide plusieurs couches successives (8) permet d'étudier la distribution du magnétisme à l'intérieur de ces barreaux. M. Veillon n'a pu obtenir, comme Savary, des aimantations normales et anormales, mais il a vérifié que l'aimantation à l'intérieur d'un barreau, au lieu de décroître *régulièrement* comme cela se produit avec le champ magnétique d'un courant continu, subit des oscillations nombreuses, tout en diminuant. L'allure de cette variation est différente avec la nature de la décharge, plus brusque dans la branche B de la décharge d'*aspiration* que dans la branche A. Il est probable que les effets des oscillations électriques de la décharge se superposent successivement et atteignent des profondeurs différentes qui dépendent des dimensions du barreau et des phénomènes d'hystérésis; en somme, le magnétisme total du barreau se compose de couches coaxiales à polarité alternante de l'une à l'autre, correspondant aux changements de sens du déplacement électrique dans la décharge.

Kr. BIRKELAND. — Sur les rayons cathodiques sous l'action des forces magnétiques intenses. 4e période, t. I, p. 497.

Un tube de Crookes, de forme sphérique, au centre duquel est une croix, qui sert de cathode, donne sur ses parois une phosphorescence verte, s'il n'est pas soumis à un champ magnétique. Si on fait agir un pôle magnétique intense fixe, situé sur la normale à la cathode, le flux lumineux prend une forme nettement limitée normale à la cathode et est séparé de celle-ci par un espace obscur ; il devient en même temps bleu clair, avec tendance au violet ; il coupe la paroi du tube de part et d'autre de la cathode, suivant deux croix de dimensions différentes. Celle de grande dimension est située du côté de

(7) Van Reiss, *Pogg. Ann.*, Bd. LXX, p. 1; 1847.
(8) Claverie, *C. R. de l'Académie des Sciences*, t. CI, p. 947 ; 1885.

l'aimant; elle est d'un lilas presque blanc ou d'un jaune intense, suivant que la longueur de l'étincelle, qui caractérise le tube, est petite ou grande; on peut, d'ailleurs, obtenir, à coup sûr, la teinte jaune en faisant en même temps passer la décharge dans un autre tube de Crookes très résistant. La croix de petite dimension, qui est jaune et confuse, se trouve de l'autre côté de l'aimant par rapport à la cathode. Les faisceaux, qui donnent les deux croix, font entre eux un angle d'environ 10°, et en supposant qu'on regarde dans la direction du champ magnétique, leur déplacement a lieu dans le sens des aiguilles d'une montre : les deux croix se produisent d'ailleurs respectivement aux parties les plus éloignées et les plus rapprochées de l'aimant, lorsqu'on déplace le tube par rapport à l'aimant. Il y a lieu de rappeler le fait connu que les points, où se produit ainsi la croix lumineuse, donnent une croix obscure lorsque l'on emploie le tube pour obtenir la phosphorescence ordinaire due aux rayons cathodiques sans action magnétique.

On peut vérifier, si l'on *rend mobile* le pôle magnétique, que la cathode est susceptible d'émettre divers groupes de rayons d'espèces différentes. On constate, en rapprochant l'aimant, qu'à partir de 15 centimètres la tache de la paroi postérieure du tube devient graduellement plus petite et est réduite à un point qui disparaît lorsque la distance est de 5 centimètres; les rayons cathodiques apparaissent alors sous la forme d'un cône lumineux de coloration bleue. Après cela, on découvre une deuxième tache plus petite et un peu plus faible que la précédente, comme si, depuis le commencement, elle était cachée par elle. Cette tache disparaît à son tour, lorsqu'on rapproche de nouveau l'aimant, après avoir été réduite à un point. Les mêmes apparences se reproduisent ainsi jusqu'à plus de cinq fois; dans un cas, en particulier, on a mesuré quatre taches successives de 9, 4, 1,8 et 1 millimètres de diamètre. Le nombre de ces taches successives augmente avec la force magnétique et diminue avec la longueur de l'étincelle, qui caractérise la décharge dans le tube. Pendant que les taches lumineuses diminuent, la croix s'agrandit et devient confuse, en subissant des contorsions qui ont lieu dans le sens des aiguilles d'une montre, lorsqu'on regarde suivant les lignes de force.

Enfin, l'auteur a vérifié qu'avec un aimant fonctionnant pendant un temps plus ou moins long on peut augmenter la longueur de l'étincelle correspondante d'un tube de décharge, de manière à transformer n'importe quel tube de Crookes en un excellent tube de Röntgen.

Th. LULLIN. — Description de quelques faits accompagnant la brisure d'une veine liquide. 4ᵉ période, t. II, p. 201.

L'auteur a étudié les quatre cas suivants qui se différentient par leurs caractères : 1° La veine continue pénètre dans la masse liquide dépourvue de bulles d'air ; 2° la masse liquide renferme des bulles d'air ; 3° il y a brisure de la veine discontinue ; 4° la veine continue pénètre dans une masse liquide au sein de laquelle il existe un mouvement tourbillonnaire. L'observation des trois premiers cas a été faite, afin d'éviter les tourbillons, sur une cuve carrée de 5 centimètres de côté et de 15 centimètres de profondeur. Il semble résulter des expériences qu'il existe deux modes distincts d'introduction de l'air dans le liquide ; le premier provient de la discontinuité de la veine ; le second, qui est analogue au phénomène de fractionnement des bulles, est dû à ces mouvements tourbillonnaires existant dans la masse liquide ; dans le premier cas, l'air est comprimé dans le liquide ; dans le second cas, il paraît aspiré par l'effet du tourbillon descendant.

R. DONGIER.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE.

5ᵉ série, t. XLIII, mars 1897.

A.-C. CREHORE et G.-OWEN SQUIER. — Discussion of the currents in the Branches of a Wheaststone's Bridge, wehre each branch contains Resistance and Inductance, and there is an harmonic impressed electromotive force (Discussion des courants dans un pont de Wheatstone, où chaque branche a une résistance et une inductance, et où agit une force électromotrice sinusoïdale). P. 161-173.

Application à ce cas particulier du mode de représentation graphique en usage dans l'étude des courants alternatifs. L'*impédance* joue ici le rôle que joue la résistance dans le cas des courants continus. On trouve une relation entre les variations simultanées que doivent éprouver les inductances et les résistances de deux branches contiguës pour que l'équilibre du pont subsiste : exemple est donné du diagramme fourni par une expérience dans laquelle les variations

d'inductance de deux branches du pont sont obtenues en enfonçant plus ou moins dans des bobines, des noyaux de fer doux.

M. Dufour.

C. CHREE. — Applications of Physics and Mathematics to Seismology (Application de la physique et des mathématiques aux phénomènes sismiques). P. 173-201.

C'est un exposé d'ensemble de quelques résultats théoriques relatifs aux déformations que peut éprouver l'écorce terrestre sous diverses influences. M. Milne a attribué à des actions météorologiques, certaines perturbations sismiques : une déviation du pendule, un déplacement de la bulle du niveau à bulle d'air, pourraient être dus à un excès d'humidité à l'ouest plutôt qu'à l'est, par exemple, à un excès d'évaporation à l'est, ou à toute autre cause météorologique provoquant un défaut de symétrie entre les deux côtés de l'observatoire. M. Chree recherche quelle serait la modification apportée à la grandeur et à la direction de la pesanteur en un lieu, par la présence d'une charge considérable pesant sur une étendue de surface donnée, située à l'est ou à l'ouest du pendule : il montre, par des exemples numériques, que dans tous les cas où la charge résulterait d'un phénomène météorologique, le cas des marées étant mis à part, la perturbation atteindrait à peine l'ordre de grandeur des perturbations dues à l'attraction de la lune ou du soleil.

L'attraction lunaire produit les marées. Elle produit en même temps une déformation de l'écorce solide de la terre, si celle-ci n'est pas supposée infiniment rigide.

La déformation en un lieu pourra être manifestée par deux phénomènes : dénivellation d'un niveau, la direction de la verticale, c'est-à-dire de la résultante de la pesanteur et de l'action lunaire étant modifiée, — et variation dans la hauteur d'une étoile donnée au-dessus de l'horizon du lieu, — cette variation résultant à la fois de l'inclinaison de la verticale précédemment considérée et de l'inclinaison du rayon terrestre aboutissant au lieu considéré. La valeur de ces éléments dépend des valeurs attribuées au coefficient moyen de rigidité μ de la terre, et a pour :

	$\mu = 80 \times 10^7$ gr. poids par cm²	$\mu = 11 \times 10^7$ gr. poids par cm²
Variation du niveau $\delta\psi$............	$= 0'',002 \sin 2\theta$	$0'',004 \sin 2\theta$
Variation de la hauteur au-dessus de l'horizon d'une étoile située dans le même méridien que la lune...	$= 0'',021 \sin 2\theta$	$0'',027 \sin 2\theta$

θ est la hauteur de la lune au-dessus de l'horizon du lieu (1). Par malheur, ce sont là des grandeurs presque inappréciables ; mais, si nos méthodes d'observation se perfectionnaient, il y aurait là un moyen de nous renseigner sur la rigidité de la terre et, par suite, sur l'état de son intérieur.

B. BRUNHES.

W. SUTHERLAND. — The Spontaneous change of Oxygen into Ozone and a remarkable type of Dissociation (Transformation spontanée d'oxygène en ozone ; type remarquable de dissociation). — P. 201-214.

M. Sutherland montre que les expériences de Bohr et de Crookes conduisent à attribuer à l'oxygène raréfié les lois de compressibilité :

$$\begin{cases} (P+\alpha)\,V = k \text{ au-dessus de } 0^{mm},7 & (1)\\ (P+\alpha')\,V = k \text{ au-dessous de } 0^{mm},7 & (2)\\ PV = k' \text{ au-dessous de } 2\alpha', & (3)\end{cases}$$

α étant environ $0^{mm},11$ de mercure, et α' environ $0^{mm},05$.

Pour expliquer ces faits, il suppose qu'une augmentation du volume d'une masse déterminée d'oxygène raréfié amène une condensation d'oxygène O_2, en ozone O_3 et, par suite, une diminution du nombre des molécules :

$$N = N_1 + \frac{3}{2} N_2.$$

En identifiant (2) avec la formule donnée par la théorie cinétique des gaz :

$$PV = N \times \frac{mv^2}{3},$$

on trouve que $\frac{N^2}{V}$ reste constant pendant cette formation jusqu'à ce que, tout l'oxygène étant condensé en ozone, la loi de Mariotte (3) s'applique, $\frac{N_2}{V}$ étant proportionnel au nombre de collisions pendant l'unité de temps des molécules O_3 ; l'auteur pense que la période de collision est telle qu'il y a résonnance dans la molécule. Si maintenant on comprime cet ozone raréfié pur, par suite de ces collisions, il y aura destruction de O_3, formation de O_2. La destruction de O_3 se ralentira ; puis, lorsque le nombre des molécules O sera

(1) Voir aussi, sur l'action lunaire, THOMSON et TAIT, *Natural Philosophy*, art. 818.

devenu assez grand, à partir de $0^{mm},7$, on aura un équilibre dynamique déterminé par les collisions de O_3 avec O_3, d'une part, de O_3 avec O_2 et de O_2 avec O_2, d'autre part. Il en résulte la nouvelle loi de compressibilité :

$$\frac{N_2 + N_1}{V} = C^{te} \qquad \text{ou} \qquad (1).$$

L'auteur explique par des considérations analogues d'autres expériences de Crookes et des expériences de Baly et Ramsay dont la plus curieuse est la suivante :

Deux jauges de Mc Leod étaient reliées à un réservoir contenant de l'oxygène sous une pression de $0^{mm},75$.

Les volumes d'oxygène emprisonnés, égaux au début, deviennent inégaux lors de la compression (dans le rapport de 1 à 8,8).

Pour expliquer ce fait surprenant, M. Sutherland admet que la dissociation de l'ozone laisse en liberté quelques ions d'oxygène; il considère l'effet d'un certain nombre d'atomes chargés d'électricité en présence d'un certain nombre de molécules.

Les atomes, se repoussant mutuellement, seront en plus grand nombre au voisinage de la paroi où se trouvera ainsi une couche dans laquelle la densité et la pression varieront assez brusquement; la présence de cette couche dans une des jauges explique le phénomène observé par Baly et Ramsay ; il suffit pour cela d'admettre que les ions libres forment le $\frac{1}{1\,000\,000}$ de la masse totale.

Ces vues étendues aux mélanges d'azote et d'oxygène s'accorderaient avec des expériences de MM. Mendeleeff, Kispitscheff et Hemilian sur l'air. Elles expliqueraient aussi la forte proportion d'ozone dans les hautes régions de l'atmosphère.

M. Dufour.

H.-C. VOGEL. — The absorption of light as a determining factor in the selection of the size of the objective for the great refractor of the Postdam observatory (L'absorption de la lumière considérée comme un facteur déterminant pour le choix de la dimension de l'objectif du grand réfracteur de l'observatoire de Postdam). *The astrophysical Journal*, t. V, p. 75 ; 1897.

La quantité de lumière qui traverse un objectif est proportionnelle à sa surface, mais est réduite, par l'absorption, suivant une fonction exponentielle de l'épaisseur. Cette épaisseur croissant pro-

portionnellement au diamètre, il y a, pour une sorte donnée de verre, une limite au-delà de laquelle on n'a plus d'intérêt à accroître le diamètre d'un objectif.

M. Vogel a déterminé le coefficient d'absorption du crown et du flint qui doivent être employés pour la grande lunette photographique de l'observatoire de Postdam: 1° pour un certain nombre de radiations visibles, de $\lambda = 0^{\mu},677$ à $\lambda = 0^{\mu},436$; 2° pour ces radiations ultra-violettes de $\lambda = 0^{\mu},434$ à $\lambda = 0^{\mu},375$.

L'objectif supposé de 80 centimètres de diamètre causera par absorption une perte de 40 0/0 sur les rayons actiniques et de 51 0/0 en tenant compte des réflexions. Il fournira des images stellaires quatre fois plus intenses que le réfracteur photographique actuel de l'Institut de Postdam, dont l'ouverture est seulement de 34^{cm},4.

E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de chimie et de physique.

7° série, t. X ; avril 1897.

Hurmuzescu. — *Nouvelle détermination du rapport* V *entre les unités électrostatiques et électromagnétiques*, p. 433.

Hélier. — *Recherches sur les combinaisons gazeuses*, p. 521.

Philoskphical Magasine.

5° série, t. LVIII ; avril 1897.

E. Rutherford. — *Sur l'électrisation des gaz exposés aux rayons de Röntgen, et sur l'absorption des rayons Röntgen par les gaz et les vapeurs*, p. 241.

G.-J. Burch. — *Appareil pour mesurer la courbure des lentilles* (The tangent lens gauge), p. 256.

Lord Rayleigh. — *Sur le passage des ondes à travers les ouvertures d'un écran plan et des problèmes communs*, p. 259.

G. Johnstone Stoney. — *Discussion d'un nouveau théorème sur la propagation des ondes*, p. 273.

Th. Preston. — *Sur l'extension des théorèmes de* Fourier, p. 281.

S. Roslington Milner. — *Note sur la variation du coefficient de dissociation avec la température*, p. 286.

S. Roslington. — *Les chaleurs de vaporisation des liquides*, 291.

Journal of physical chemistry.

Tome I, n° 7; avril 1897.

C.-H. Benedict. — *Distillation avec vapeur*, p. 397.
W.-D. Bancroft. — *Diagramme triangulaire*, p. 403.
W.-D. Bancroft. — *Deux phases liquides;* 1er mémoire, p. 414.

The physical Review.

Tome IV; mars-avril 1897.

B.-E. Moore. — *Les accumulateurs à lames de plomb* (The lead cell), p. 353.

E.-L. Nichols et J.-A. Clark. — *Influence d'une charge statique d'électricité sur la tension superficielle de l'eau*, p. 375.

W.-S. Franklin. — *Sur les conceptions mécaniques de l'électricité et du magnétisme*, p. 388.

Wiedemann's Annalen.

T. LX; n° 3, 1897.

E.-F. Nichols. — *Action du quartz sur les rayons de grande longueur d'onde, étudiée par la méthode radiométrique*, p. 404.

H. Rubens et E.-F. Nichols. — *Recherches avec des rayons de chaleur de grande longueur d'onde*, p. 418.

F. Kohlrausch. — *Sur un thermomètre pour les températures très basses, et sur la dilatation de l'éther de pétrole*, p. 463.

E. Dorn et B. Wöllmer. — *Action de l'acide chlorhydrique sur le sodium aux très basses températures*, p. 468.

G. Brandes et E. Dorn. — *Sur la visibilité des rayons de Röntgen*, p. 478.

E. Goldstein. — *Sur les colorations de quelques sels produites par les rayons cathodiques*, p. 481.

P. Drude. — *Anomalie électrique et constitution chimique*, p. 500.

E. Wiedemann et C.-G. Schmidt. — *Sur ce que l'on a appelé la surface d'interférence à la cathode; sur la répulsion électrique des rayons cathodiques*, p. 510.

W. König. — *Appareil de rotation électromagnétique*, p. 519.

E.-H. Loomis. — *Point de congélation des solutions aqueuses étendues*, III, p. 523.

E.-H. Loomis. — *Sur le poids spécifique et la conductibilité électrique des dissolutions normales de potasse et de soude, d'acides chlorhydrique, azotique, sulfurique et oxalique*, p. 547.

F. Braun. — *Procédé pour la démonstration et l'étude des courants variables*, p. 552.

W. Voigt. — *Sur la position des houppes d'absorption dans les cristaux pléochroïques à deux axes*, p. 560.

P. Glan. — *Recherches théoriques sur les corps élastiques et la lumière*, p. 563.

INTERPRÉTATION GÉOMÉTRIQUE DES INTÉGRALES DE FRESNEL;

Par M. N. OUMOFF.

I. — Pour représenter géométriquement les intégrales de Fresnel :

$$A = \int_0^z \cos\frac{\pi}{2} z^2 dz, \qquad B = \int_0^z \sin\frac{\pi}{2} z^2 dz,$$

enroulons la parabole :

$$(1) \qquad \frac{\pi}{2} z^2 = v$$

sur un cylindre circulaire droit d'axe oz (*fig.* 1), de manière que le sommet de la parabole tombe sur ox et que l'axe ov de la parabole

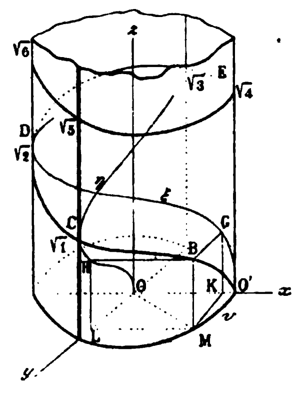


Fig. 1.

s'enroule sur la circonférence de base du cylindre dans le plan xy.

La parabole (1) s'enroule alors suivant deux hélices, l'une ascendante, l'autre descendante, qui correspondent à ses deux branches. Il suffit de considérer, par exemple, la branche ascendante représentée dans la *fig.* 1 : un point H de cette branche a pour coordonnées :

$$x = \text{OK} = \cos v, \qquad y = \text{OL} = \sin v,$$
$$z = \text{MB} = \text{LH} = \text{KG} = \sqrt{\frac{2}{\pi} v}.$$

Considérons les projections de cette hélice sur le plan xz, courbe ξ (*fig.* 1 et *fig.* 2), et sur le plan yz, courbe η (*fig.* 1 et *fig.* 3).

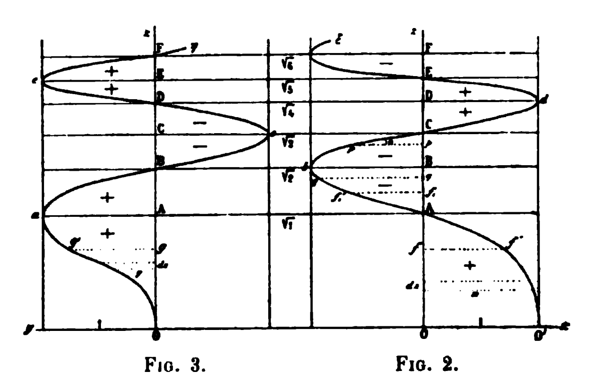


Fig. 3. Fig. 2.

La courbe ξ coupe oz aux points définis par :

$$v = (2h + 1)\frac{\pi}{2}, \text{ c'est-à-dire } z_\xi = \sqrt{2h + 1} \text{ (où } h = 0, 1, 2, 3, \ldots).$$

La courbe η coupe oz aux points tels que :

$$v = 2h\frac{\pi}{2} \qquad \text{et} \qquad z_\eta = \sqrt{2h}.$$

C'est ce qu'on voit sur les *fig.* 2 et 3. On voit aussi que ξ oscille dans le plan zox entre les génératrices du cylindre qu'elle touche en ses sommets successifs ; la variation d'ordonnée d'un sommet à l'autre tend vers zéro et les branches de courbe se rapprochent rapidement des tronçons d'une ligne brisée.

II. — L'aire comprise entre la courbe ξ, l'axe des z (*fig.* 2) et les ordonnées oo', ff', a pour valeur :

$$\int_0^z x dz = \int_0^z \cos\frac{\pi}{2} z^2 dz.$$

Elle représente toujours l'intégrale A de Fresnel si l'on compte les boucles de ξ limitées à oz comme positives du côté des x positifs, et comme négatives du côté des x négatifs (*fig.* 2).

Formée ainsi par une somme algébrique d'aires alternativement positives et négatives, l'intégrale A est maximum après chaque

boucle positive, c'est-à-dire pour la limite supérieure $Z = \sqrt{2h+1}$ définie par $v = (4h+1)\frac{\pi}{2}$, et A est minimum après chaque boucle négative, c'est-à-dire pour

$$Z = \sqrt{4h+3}, \qquad v = (4h-1)\frac{\pi}{2}$$

De même la courbe η (*fig.* 3) représente l'intégrale B de Fresnel sous des conditions analogues.

Les maximum de B sont définis par :

$$Z = \sqrt{2(2h+1)}, \qquad v = 2(2h+1)\frac{\pi}{2};$$

et les minimum, par :

$$Z = \sqrt{4h}, \qquad v = 4h\frac{\pi}{2}.$$

Ce sont bien là les résultats connus qu'on retrouve ici par une méthode nouvelle.

III. — *Formule approchée pour le calcul des intégrales de Fresnel entre deux limites d'intégration assez rapprochées.*

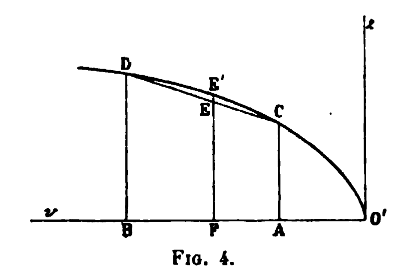


FIG. 4.

Soient C et D (*fig.* 4) deux points de la parabole (1).

En posant :

$$AC = z_0, \quad BD = z_1, \quad FE = \zeta, \quad AB = \alpha, \quad O'A = v_0, \quad O'F = v,$$

on a :

$$\zeta = \frac{z_1 - z_0}{\alpha}(v - v_0) + z_0; \qquad d\zeta = \frac{z_1 - z_0}{\alpha}\,dv.$$

Si C et D sont assez rapprochés, on peut remplacer E'F par EF, et dz par $d\zeta$, alors :

$$A_{z_0}^{z_1} = \int_0^{v_1} \cos v d\zeta = \frac{z_1 - z_0}{\alpha} \int_0^{v_1} \cos v dv = \frac{z_1 - z_0}{\alpha} \left[\sin \frac{\pi}{2} z_1^2 - \sin \frac{\pi}{2} z_0^2 \right]$$

Maintenant :

$$\alpha = \frac{\pi}{2} (z_1^2 - z_0^2)$$

Par suite :

De même :

$$\left. \begin{aligned} A_{z_0}^{z_1} &= \frac{2}{\pi} \frac{\sin \frac{\pi}{2} z_1^2 - \sin \frac{\pi}{2} z_0^2}{z_1 + z_0} \\ B_{z_0}^{z_1} &= -\frac{2}{\pi} \frac{\cos \frac{\pi}{2} z_1^2 - \cos \frac{\pi}{2} z_0^2}{z_1 + z_0} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Par exemple, Fresnel trouve $A_0^{1,2} = 0{,}7161$. En posant : $z_1 = 1{,}3$ et $z_0 = 1{,}2$, on a : $A_0^{1,3} = 0{,}6390$; Fresnel donne : 0,6393.

IV. — *Calcul approché des intégrales de Fresnel entre deux limites quelconques.* — On y arrive en remplaçant les courbes ξ et η par des lignes convenables plus simples.

1° *Premier quart de spire de l'hélice.* — *Intégrale* A. — Le premier quart de spire $o'f'A$ de ξ (*fig.* 2) est tel que $oo' = oA = 1$, et que la surface $o'f'Ao = A_0^1 = 0{,}7803$ diffère peu de $\frac{\pi}{4} = 0{,}7854$; la courbe $o'f'A$ ne diffère pas beaucoup d'une circonférence. On peut représen-

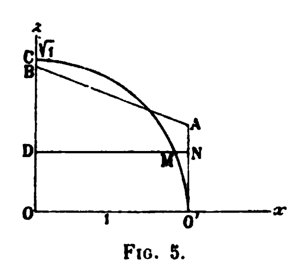


Fig. 5.

ter l'intégrale A par la moyenne arithmétique de l'aire définie par la circonférence O'MC de rayon 1 (*fig.* 5) et de l'aire définie par la ligne

brisée O'NAB où O'A = 0,6 et OB = 0,95. On a par exemple :

$$A_0^{O'N} = \frac{1}{2}\,[\text{aire ODMO'} + \text{aire ODNO'}].$$

Alors :

1° Pour $0 < z < 0,6$:

$$A_0^z = \frac{1}{4}\left[\arc\sin z + z\sqrt{1 - z^2}\right] + \frac{1}{2}\,z\,;$$

2° Pour $0,6 < z < 0,95$:

$$A_0^z = \frac{1}{4}\left[\arc\sin z + z\sqrt{1 - z^2}\right] + 0,3 + \frac{1,3 - z}{1,4}\,(z - 0,6).;$$

3° Pour $0,95 < z < 1$:

$$A_0^z = \frac{1}{4}\left[\arc\sin z + z\sqrt{1 - z^2}\right] + 0,3875.$$

Les écarts de ces formules par rapport aux intégrales de Fresnel sont : pour les écarts maximum :

$$+\,0,0031 \qquad \text{et} \qquad -\,0,0018,$$

pour l'écart absolu moyen : 0,0014.

Intégrale B. — La courbe η (*fig.* 3), qui présente un point d'inflexion

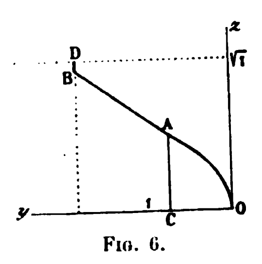


Fig. 6.

dans son premier quart de spire peut être remplacée par l'arc OA de la parabole $y = \frac{\pi}{8}\,z^2$ (*fig.* 6) et par la droite AB définie par les points :

$$A\left[z = 0,5\,;\; y\,\frac{\pi}{8} = 0,3927\right] \qquad \text{et} \qquad B\,[z = 0,92\,; y = 1].$$

On a alors:

1° Si $0 < z < 0{,}5$:

$$B = \frac{\pi}{2}\int z^2 dz = 0{,}5236z^3;$$

2° Si $0{,}5 < z < 0{,}92$:

$$B = 0{,}0654 + [0{,}7237 + 0{,}0312]\,(z - 0{,}5)\;;$$

3° Si $0{,}92 < z < 1$:

$$B = z - 0{,}5621.$$

Pour ces formules, les écarts maximums sont:

$$-\,0{,}0018 \qquad \text{et} \qquad +\,0{,}0009;$$

l'écart absolu moyen est 0,00063.

2° *Second*, *troisième*, ..., *quarts de spire*. — *Intégrale* A. — Chaque boucle de ξ est remplacée par une parabole ayant ox pour axe et ayant pour sommet le point de contact de ξ avec le cylindre (*fig.* 2).

L'arc de parabole se termine à son point de contact avec la tangente à la courbe ξ au point de rencontre de ξ avec ox, c'est cette tangente qui remplace alors la parabole jusqu'à l'arc de parabole suivant.

Pour les quarts de spire 5, 6,..., les arcs de parabole peuvent être remplacés par leurs cordes, et le calcul de A se fait alors par les formules (2), qui donnent:

$$A_0^z = A_0^{\sqrt{n}} + \frac{2d}{\pi}\left[\sin\frac{\pi}{2}z^2 - \sin n\frac{\pi}{2}\right],$$

en posant $\alpha = \frac{\pi}{2}$, $d = \sqrt{n+1} - \sqrt{n}$; $n + 1$ est le numéro d'ordre du quart de spire.

Les écarts extrêmes des valeurs obtenues pour A par rapport aux valeurs exactes sont: $-\,0{,}0016$ et $+\,0{,}0016$; l'écart absolu moyen est 0,00097.

Intégrale B. — La courbe η est remplacée dans le second quart de spire par une parabole dont le sommet est au point de contact de la courbe η avec le cylindre et qui passe par l'intersection de η avec ox.

Dans le troisième quart de spire, on opère comme pour ξ. Pour les quarts de spire suivants, on remplace encore les arcs de parabole

par leurs cordes, et l'on a :

$$B_0^z = B_0^{\sqrt{n}} - \frac{2d}{\pi}\left[\cos\frac{\pi}{2}z^2 - \cos n\frac{\pi}{2}\right]$$

Les écarts maximum obtenus sont + 0,0024 et — 0,0016.

L'écart absolu moyen est 0,00078.

V. — *Intégrateur*. — L'appareil construit pour le calcul des intégrales de Fresnel est représenté sur la *fig.* 7. Il consiste en un

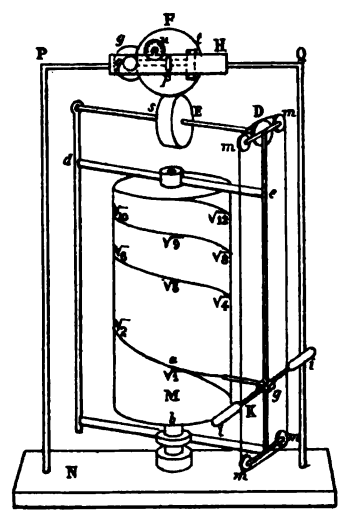


Fig. 7.

cylindre M, fixé à demeure sur la planchette N. Ce cylindre porte le tracé de la parabole. Pour fixer les idées, admettons que l'ordonnée *ab*, distante de 90° du sommet O de la parabole soit égale à 10 centimètres. Ce chiffre nous doit représenter la racine carrée de l'unité conventionnelle de longueur dans nos mesures, car l'ordonnée susdite doit être égale à $\sqrt{1}$. Le rayon du cylindre sera aussi de 10 centimètres. Un cylindre de 35 centimètres de longueur servira à calculer les intégrales de Fresnel pour 12 quadrants, car l'ordonnée $\sqrt{12}$ sera égale à 34,6 centimètres. Autour de l'axe immobile du cylindre tourne librement un cadre rectangulaire *cdef*. Sur le côté prismatique *ef* glisse la coulisse *g* qui porte l'index *h*. On suit avec cet index le tracé de la parabole au moyen des manchons *ii*. Au

point K d'un des manchons est fixé un fil métallique sans fin qui passe par les quatre poulies m et s'enroule sur la roulette D, comme le montre la *fig.* 8. L'axe E de la roulette, perpendiculaire à l'axe du cylindre et passant par le prolongement de cet axe, porte un tambour s en celluloïd. Nous admettrons que le rayon de ce tambour est 2,5 fois plus grand que celui de la roulette. Dans ce cas,

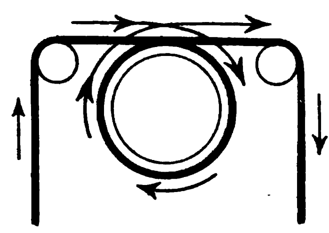


Fig. 8.

quand l'index h fera parallèlement à l'axe du cylindre une excursion égale à l'unité (= 10 centimètres), un point du tambour va parcourir 28 centimètres. Sur le tambour presse une boule en verre dépoli F. La position du centre de cette boule est parfaitement déterminée par les points de contact avec trois roulettes p, q, s, fixées sur des axes mobiles librement dans un cadre GH ; cet axe est lié invariablement à une barre PQ, soutenue par des colonnes, reposant sur la planchette N. La rotation du tambour s produit par frottement un mouvement de rotation de la boule dans le même sens et avec une vitesse linéaire identique. L'axe de la roulette p est parallèle au diamètre du cylindre passant par le sommet O de la parabole; l'axe de la roulette q est perpendiculaire à cette direction. La position initiale du cadre portant l'index est telle que l'index coïncide alors avec le sommet de la parabole, et l'axe E est parallèle à l'axe de la roulette p. Si nous relevons l'index en suivant la direction du cylindre, c'est-à-dire sans tourner le cadre *cdef*, la roulette p prend un mouvement de rotation, tandis que la roulette g reste en repos. Une excursion de l'index égale à l'unité conventionnelle fait marcher un point de la boule de 25 centimètres. Si la circonférence de la poulie est égale à 25 millimètres, elle fait 10 tours par unité de l'excursion de l'index. L'axe de la poulie p porte une tête cylindrique t divisée en 100 parties égales, dont les dixièmes peuvent être encore appréciés. Chaque tour de la roulette est enregistré par l'intermédiaire d'une vis sur le disque u. Ainsi l'ordonnée unité est représentée par 1 000 divisions

de la tête ou par 10.000 dixièmes d'une division. Bien entendu, en faisant croître les dimensions de l'appareil, on peut faire croître la précision de la lecture. Admettons maintenant que le cadre portant l'index ait tourné de l'angle v. Alors (comme le montre la *fig.* 9) une excursion de l'index égale à dy fait tourner la roulette p de la quantité $dy \cos v$, tandis que la roulette q tourne de $dy \sin v$. Ainsi le

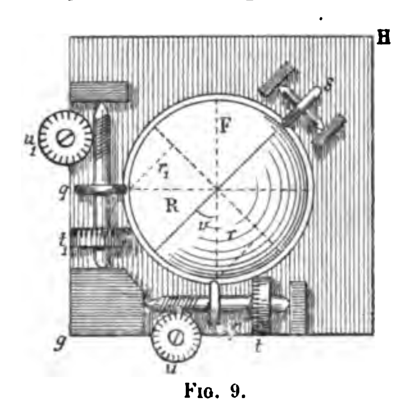


FIG. 9.

disque u et le tambour t enregistrent les valeurs des intégrales A ; et le disque u_1 et le tambour t_1, les intégrales B. Pour cela, il suffit de soustraire les deux lectures initiales sur les deux appareils enregistreurs des deux lectures finales et de diviser le résultat par 10 000.

La construction des parties supérieures de l'intégrateur rappelle celle des enregistreurs de l'analyseur harmonique, construit par M. Coradi, pour développer une fonction en série de Fourier. Les précautions qu'il faut prendre en faisant des mesures sont les mêmes pour cet appareil et pour l'intégrateur, aussi sera-t-il utile de consulter, pour plus de détails, les deux mémoires suivants : G. CORADI, *Der Harmonische Analysator;* Zürich, 1894 ; — et N. BERVY, *Sur un analyseur harmonique* (*Annales de l'Observatoire de Moscou*).

ABSORPTION DU SON ET CONDUCTIBILITÉ CALORIFIQUE ;

Par M. BERNARD BRUNHES.

1. Dans un très long mémoire sur la *théorie de la lumière considérée comme mouvement ondulatoire des corps élastiques ordinaires*,

M. Paul Glan (1) essaie de rattacher la propriété qu'ont certains corps d'absorber la lumière, à leur conductibilité calorifique. La formule à laquelle il arrive pour le coefficient d'extinction dans les corps relativement peu absorbants ne nous paraît pas applicable à l'absorption pour la lumière. D'abord, le calcul qui y conduit suppose expressément qu'il s'agit d'ondes longitudinales. En outre, on a eu recours, pour l'obtenir, à des approximations tout à fait illégitimes, et qui reviennent à négliger la chaleur spécifique à *forme constante* (à volume constant dans les fluides) devant la chaleur spécifique à *forces déformatrices constantes* (à pression constante dans les fluides), c'est-à-dire à écrire $\frac{C}{c}$ quand il faudrait $\frac{C}{c} - 1$, erreur d'autant plus grave que $\frac{C}{c}$ est plus voisin de l'unité.

Il paraît y avoir néanmoins dans le travail de M. Glan une idée intéressante : c'est que l'équation des petits mouvements doit être modifiée dans un corps conducteur pour la chaleur.

Si les conclusions qu'a tirées M. Glan sur la propagation de la lumière ne nous semblent pas justifiées, il n'en reste pas moins vrai que l'idée peut donner lieu à des réflexions utiles ; et je me suis proposé de l'appliquer à un cas bien déterminé, *au cas de la propagation du son dans un fluide conducteur*. Le calcul qui va suivre me paraît conduire à des conséquences accessibles à l'expérience.

2. Pour ne pas compliquer les calculs, considérons un mouvement se propageant par ondes planes, normales à Ox. Le déplacement ξ est parallèle à Ox et ne dépend que de x et du temps t. La force déformatrice N_1 de la théorie générale de l'élasticité est ici l'excès de pression δp sur la pression p dans le fluide. N_1 et ξ doivent être considérés comme restant toujours infiniment petits. On a d'ailleurs :

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\delta v}{v},$$

et cette quantité, changée de signe, mesure la *compression*.

L'équation à laquelle on arrive d'ordinaire *résulte de l'élimination de* N_1 *et de la température* entre trois équations :

$$\frac{\partial N_1}{\partial x} + \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0, \tag{1}$$

(1) *Wied. Ann.*, t. 55, p. 302, 432, 582 ; 1895 ; — t. 56, p. 509 ; 1895 ; — t. 57, p. 112, 604 ; 1896 ; — t. 58, p. 131 ; 1896 ; — t. 59, p. 155 ; 1896 ; — t. 59, p. 401 ; 1896 ; — t. 60, p. 564 ; 1897. — *Journal de physique*, ce volume, p. 335.

équation d'équilibre entre les forces élastiques et les forces d'inertie (ρ est la densité) ;

$$\frac{\partial f}{\partial p}\delta p + \frac{\partial f}{\partial v}\delta v + \frac{\partial f}{\partial T}\delta T = 0, \tag{2}$$

qui est simplement l'équation caractéristique du corps, différentiée, et où l'on peut remplacer δp par N_1, δv par $v\frac{\partial\xi}{\partial x}$, et δT par θ, écart en chaque point de la température à la température d'équilibre.

Une équation entre δT et δv exprimant que la modification élémentaire est adiabatique :

$$dQ = c\delta T + l\delta v = 0,$$

ou :

$$\theta + \frac{l}{c}\delta v = 0. \tag{3}$$

C'est cette dernière équation qui devra être modifiée par un terme complémentaire, si le fluide est conducteur.

Elle devient :

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} + \frac{l}{c}\cdot\frac{\partial\delta v}{\partial t} = \frac{K}{\rho c}\Delta^2\theta,$$

ou, si l'on veut:

$$\theta = -\frac{l}{c}\delta v + \frac{K}{\rho c}\int_0^t \Delta^2\theta dt; \tag{3'}$$

au second membre, le premier terme disparaît, quand on étudie la transmission de la chaleur par conductibilité en l'absence de déformations ; le second terme disparaît, au contraire, quand il y a des déformations, mais que la conductibilité K est nulle.

3. L'équation (2) dans le cas d'un fluide peut s'écrire :

$$\varepsilon\delta p + \frac{\delta v}{v} - \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)\delta T = 0, \tag{4}$$

ε étant le coefficient de compressibilité isothermique ; s'il s'agit d'un gaz parfait, $\varepsilon = \frac{1}{p}$.

On remplacera, dans (4), δT par sa valeur tirée de (3). On sait que la chaleur de dilatation l est égale à $AT\frac{\partial p}{\partial T}$. D'autre part,

$$AT\frac{\partial v}{\partial T}\frac{\partial p}{\partial T} = C - c.$$

L'équation (4) devient ainsi :

$$(5) \qquad \varepsilon\delta p + \frac{C}{c}\frac{\delta v}{v} = 0,$$

et, en transportant ces valeurs de $\delta p = N_1$ et $\frac{\delta v}{v}$ dans l'équation (1), on a finalement :

$$-\frac{C}{c}\cdot\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} + \rho\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = 0,$$

équation applicable, remarquons-le, à tout fluide, ayant des coefficients de compressibilité et de dilatation qui peuvent n'être pas ceux des gaz.

4. Si l'on substitue l'équation complète (3)' à l'équation incomplète (3), l'équation (5) devient :

$$(5)' \qquad \varepsilon\delta p + \frac{C}{c}\frac{\delta v}{v} - \frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)\frac{K}{\rho c}\int \Delta^2\theta dt = 0.$$

C'est le terme correctif $\Delta^2\theta$ qu'il faut évaluer en fonction de δv. Nous ferons cette évaluation en supposant K assez petit pour qu'on puisse négliger les termes en K^2. Il suffit de tirer θ de l'équation incomplète (3) et de tirer, par différentiation, une première valeur approchée de $\Delta^2\theta$ $\left(\text{ou ici } \frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}\right)$. On a :

$$\theta = -\frac{l}{c}v\frac{\partial\xi}{\partial x} \text{ [1]},$$

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} = -\frac{l}{c}v.\frac{\partial^3\xi}{\partial x^3}.$$

On est conduit pour $N_1 = \delta p$ à la valeur :

$$N_1 = -\frac{1}{\varepsilon}\left[\frac{C}{c}\frac{\partial\xi}{\partial x} + \left(\frac{C}{c} - 1\right)\frac{K}{\rho c}\int\frac{\partial^3\xi}{\partial x^3}dt\right]$$

(1) Dans les intégrations et différentiations successives, on peut regarder $-\frac{l}{c}v$ comme constant ; car les termes qui contiendraient en facteur, à côté de θ, de ξ ou d'une de leurs dérivées, une dérivée de $\frac{l}{c}v$, — nécessairement petite du même ordre au moins que ξ, — seraient des termes petits au moins du deuxième ordre. Les dérivées d'ordre quelconque de θ ou ξ par rapport aux variables x et t sont petites simplement du même ordre que θ ou ξ.

et finalement, en transportant dans l'équation (1),

$$\frac{C}{c}\cdot\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2}+\frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{C}{c}-1\right)\frac{K}{\rho c}\int\frac{\partial^4\xi}{\partial x^4}\,dt=\rho\,\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}.$$

Si l'on cherche à satisfaire à cette équation par une solution périodique, ayant en facteur une exponentielle réelle négative (pour tenir compte de ce qu'il y a une dérivée de parité différente) :

$$\xi=\mathrm{A}e^{-mx}\cos 2\pi\left(\frac{x}{\lambda}-\frac{t}{\tau}\right),$$

λ étant la longueur d'onde, et τ la période ; et qu'on écrive que le coefficient du terme en $\sin 2\pi\left(\frac{x}{\lambda}-\frac{t}{\tau}\right)$ est nul au premier membre, en traitant $\frac{K}{\rho c}$ et m comme des quantités infiniment petites dont on peut négliger les puissances supérieures, on trouve :

$$m=\frac{\frac{C}{c}-1}{\frac{C}{c}}\cdot\frac{K}{\rho c}\cdot\frac{2\pi^2}{V^3\tau^2}=\left(\frac{C}{c}-1\right)\frac{K}{\rho C}\cdot\frac{2\pi^2}{V^3\tau^2}.$$

V est la vitesse de propagation dans le milieu.

M. Glan remplace le terme $\dfrac{\frac{C}{c}-1}{\frac{C}{c}}$ par 1.

5. Appliquons à la propagation du son dans un fluide de conductibilité notable. La première idée qui se présente est de s'adresser au mercure ; mais on s'assure aisément que la *conductibilité thermométrique* $\frac{K}{\rho C}$ du mercure est sans doute plus grande que celle de l'eau, mais est beaucoup plus faible que celle de l'air. On a :

Pour le mercure : $\frac{K}{\rho C}=$	0,044	C. G. S.
— l'eau :	0,0013	
— l'air :	0,1820	

En prenant de l'air dans les conditions normales, on a :

$$m=4{,}0.10^{-14}.\ \frac{1}{\tau^2}.$$

Le coefficient d'absorption est proportionnel au carré de la hauteur.

L'absorption est négligeable, d'après ces nombres, pour les sons de hauteur moyenne. Elle peut ne pas l'être pour les notes très aiguës. L'oreille humaine est encore sensible à un son de 20.000 vibrations doubles par seconde. Calculons pour cette note la distance x à laquelle l'amplitude du son initial est réduite à la fraction $\frac{1}{e}$ de sa valeur ; l'intensité est alors réduite à la fraction $\frac{1}{e^2} = \frac{1}{7}$ environ. On a :

$$x = \frac{1}{m} = \frac{10^{14}}{4} \times \tau^2 = \frac{10^6}{16} = 625.10^2,$$

c'est-à-dire 625 mètres.

Dans un tuyau cylindrique de 625 *mètres de long, une note de* 20.000 *vibrations par seconde arriverait au bout, affaiblie dans la proportion de* 1 *à* 7.

6. MM. Violle et Vautier, dans leurs recherches sur la propagation des sons musicaux dans un tuyau cylindrique, effectuées entre Argenteuil et Cormeilles, ont nettement démontré « que la *portée* des sons fournis par les instruments usuels diminue notablement des notes graves aux notes élevées (1) ». Le son le plus aigu qu'ils aient employé, le ré $\flat_7$, de 4.450 vibrations doubles, ne portait qu'à 1.800 mètres.

Les auteurs n'indiquent pas quelle était l'intensité initiale de ce son : leurs nombres suffisent néanmoins pour montrer que l'absorption observée est certainement plus considérable que celle qui résulterait de notre formule.

Il n'y a là rien d'étonnant : d'autres causes interviennent pour éteindre le son. Au-dessous d'une certaine fréquence, les déformations ne sont pas rigoureusement adiabatiques, et le phénomène se rapproche d'autant plus d'un phénomène isothermique que les vibrations sont plus lentes ; il en résulte une légère diminution de la vitesse de propagation, en même temps qu'une absorption ; Stokes a montré, en effet, que, seules, les ondes parfaitement adiabatiques et les ondes parfaitement isothermiques se transmettent sans perte d'énergie.

En second lieu, il y a toujours absorption dans un tuyau, par le fait que la paroi métallique reste à température constante, et que l'air

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 25 ; 1895.

qui est immédiatement au contact de la paroi ne peut participer aux variations périodiques de température que subit chaque tranche d'air dans sa partie centrale. Cette seconde cause de l'absorption, dont l'importance est en raison inverse du diamètre du tuyau, — qui est moins sensible, par conséquent, dans les expériences d'Argenteuil que dans les expériences de Grenoble, — a été soigneusement étudiée par Helmholtz, par Kirchhoff et par M. Boussinescq (1); elle est caractérisée par un coefficient d'extinction qui augmente avec la hauteur, mais *qui est simplement proportionnel à la racine carrée de la hauteur* (2).

Il semble donc que, pour des notes suffisamment aiguës, l'influence de la cause d'absorption que je signale ici, *et qui est proportionnelle au carré de la hauteur*, devient prépondérante par rapport aux deux précédentes.

Des expériences spécialement dirigées en vue d'en démontrer la réalité me paraissent difficiles, mais possibles : elles devraient être faites, pour éliminer autant que possible la seconde cause d'absorption, avec un tuyau de grand diamètre. Je ne serais d'ailleurs nullement surpris qu'une discussion détaillée des expériences de MM. Violle et Vautier, bien qu'elles s'arrêtent au ré $^{b}_{7}$, suffit à mettre en évidence l'absorption due à la conductibilité calorifique de l'air.

LES POTENTIELS EXPLOSIFS, STATIQUE ET DYNAMIQUE ;

Par M. R. SWYNGEDAUW (3).

CHAPITRE I.

INTRODUCTION ET MÉTHODE.

Introduction. — Dans l'étude expérimentale des décharges très rapides de bouteilles de Leyde, de vibrateurs et résonateurs hertziens, on détermine le plus souvent le potentiel maximum produit entre deux points *a* et *b* du fil parcouru par la décharge. On emploie, à

(1) BOUSSINESCQ, *Extinction des ondes aériennes* (*Journal de Physique*), 2e série, t. X, p. 301 ; 1891.

(2) *Loc. cit.*, p. 324.

(3) Résumé d'une thèse présentée à la Faculté des Sciences de Paris (mai 1897) paraissant *in extensò* dans *l'Eclairage électrique* (mai, juin 1897).

cet effet, la *méthode des étincelles;* on met les points *a* et *b* en contact respectivement avec les pôles A et B d'un excitateur ; on détermine la distance explosive maximum Δ de cet excitateur pour la décharge étudiée ; on mesure par un électromètre absolu le potentiel explosif V correspondant à Δ ; on en conclut que le potentiel V est le potentiel maximum atteint pendant la décharge entre les points *a* et *b*. On croyait que cette méthode était toujours légitime. Dans ces derniers temps, M. Jaumann ([1]), en se basant sur des expériences très ingénieuses, a contesté cette manière de voir. Les considérations suivantes montrent que la question mérite un examen approfondi dont la conclusion semble devoir être favorable à l'idée de M. Jaumann.

Lorsqu'on joint les deux pôles d'un excitateur aux pôles d'une machine électrostatique de faible débit munie de ses condensateurs, le champ électrostatique créé entre les pôles de l'excitateur varie lentement; l'électricité distribuée sur chacun d'eux peut être considérée comme étant en équilibre à chaque instant : *on charge l'excitateur par une méthode statique.*

Lorsqu'on met les pôles de l'excitateur en communication avec deux points d'un fil parcouru par une décharge, le champ électrostatique varie très rapidement, et il n'est pas démontré qu'à chaque instant l'électricité prenne une distribution d'équilibre ([2]) : *on charge l'excitateur par une méthode dynamique.*

Or la distribution de l'électricité sur les pôles d'un excitateur exerce une influence sur la distance explosive : deux excitateurs de formes différentes, chargés au même potentiel, se déchargent pour des distances explosives différentes. Il n'est donc pas évident, *a priori*, qu'un excitateur placé dans des conditions physiques déterminées, chargé par une méthode statique ou par une méthode dynamique, se décharge pour la même valeur du potentiel. En désignant sous le nom de potentiel explosif statique ou de potentiel explosif dynamique, le potentiel pour lequel on observe une étincelle à l'excitateur chargé par une méthode statique ou dynamique, nous pourrons dire *qu'il n'est pas évident que les potentiels explosifs statique et dynamique d'un même excitateur soient égaux entre eux.*

([1]) *Enfluss rascher Potentiäländerungen auf den Ent la dungsvorgang. Sitz. Berder Akad. zu Wien*, t. 97, p. 765.

([2]) On conçoit que l'excitateur puisse être chargé avec une rapidité telle que la distribution de l'électricité sur les pôles soit notablement différente de la distribution d'équilibre, mais il est possible que cette rapidité ne soit pas atteinte dans la pratique.

Dans la méthode de mesure du potentiel par les étincelles, décrite précédemment, on admet que l'étincelle a éclaté pour le même potentiel dans la décharge et dans la mesure électrométrique. Or la mesure du potentiel explosif par l'électromètre se fait en chargeant l'excitateur suivant une *méthode statique*; donc les physiciens qui se servent de la méthode des étincelles dans l'étude des décharges supposent implicitement ou explicitement l'*égalité des potentiels explosifs statique et dynamique d'un même excitateur*.

Dans ce travail je me propose de montrer :

1° Que dans les conditions où se sont placés la plupart des expérimentateurs, les potentiels explosifs statique et dynamique sont inégaux (1) ;

2° Que, moyennant certaines précautions, la méthode des étincelles est justifiée par l'expérience.

Principe de la méthode. — Pour résoudre la question de l'égalité des potentiels explosifs statique et dynamique d'une manière entièrement rationnelle, il faudrait mesurer, avec un électromètre, le potentiel explosif de l'excitateur chargé : 1° par une méthode statique, 2° par une méthode dynamique, et comparer les résultats.

Ceci est malheureusement impossible ; une mesure de potentiel, étant, par essence, une mesure électrostatique, est inapplicable aux charges dynamiques. On pourrait tourner la difficulté par une méthode stroboscopique, mais cette méthode ne serait guère applicable qu'aux décharges de bobines de Ruhmkorff.

Nous démontrerons d'abord que, dans la méthode ordinairement suivie pour déterminer un potentiel dynamique par le procédé des étincelles, les potentiels explosifs statique et dynamique d'un excitateur placé dans des conditions quelconques ne sont pas, en général, égaux entre eux.

Cette démonstration peut se faire à l'aide d'expériences basées sur les considérations suivantes :

Soit un excitateur se déchargeant pour un potentiel statique V ; sa distance explosive est d_1, s'il est placé dans les conditions 1 ; elle est d_2, s'il est placé dans les conditions 2.

Si cet excitateur se décharge pour le potentiel dynamique V′, sa distance explosive est d'_1, s'il est placé dans les conditions 1 ; elle est d'_2, s'il est placé dans les conditions 2.

(1) Les causes d'inégalité sont très différentes de celle qu'avait invoquée M. Jaumann.

Si nous admettons que les potentiels explosifs statique et dynamique d'un excitateur placé dans des conditions identiques, mais quelconques, sont égaux entre eux, quand nous aurons :

$$(1) \qquad V = V',$$

il en résultera :

$$(2) \qquad d_1 = d'_1 ;$$

et

$$(3) \qquad d_2 = d_2 ;$$

des égalités (2) et (3) on déduit :

$$(4) \qquad d_2 - d_1 = d'_2 - d'_1 = d'_2 - d_1 .$$

Appelons $d_2 - d_1$ la variation statique de la distance explosive d_1, $d'_2 - d'_1$ la variation dynamique de la distance explosive d'_1, sous l'influence du changement de conditions physiques 1, 2.

Le principe de l'égalité absolue des potentiels explosifs statique et dynamique entraîne la proposition suivante, vérifiable par l'expérience :

Quand on place un excitateur dans deux conditions physiques différentes, sa distance explosive subit des variations statique et dynamique identiques entre elles.

Si les variations statique et dynamique de la distance explosive sont inégales, les potentiels explosifs statique et dynamique ne sont pas égaux dans les deux conditions ; s'ils sont égaux dans les conditions 1, ils sont inégaux dans les conditions 2. Si pour un même potentiel, la distance statique est inférieure à la distance dynamique, le potentiel explosif statique est supérieur au potentiel explosif dynamique, et inversement.

Méthode des deux excitateurs dérivés. — Pour appliquer ces considérations, il faut décharger un excitateur pour le même potentiel (statique ou dynamique), quelles que soient les conditions dans lesquelles l'excitateur est placé.

Le problème est résolu d'une façon très générale de la façon suivante :

Pour charger deux excitateurs au même potentiel, par la méthode statique, il suffit de les réunir métalliquement pôle à pôle. La charge des deux excitateurs, au même potentiel dynamique, se fait d'après

les principes suivants : Considérons un fil entièrement métallique parcouru par une décharge ; choisissons sur ce fil quatre points très voisins N_1, N_2, E_1, E_2 ; de façon que les segments du fil N_1N_2, E_1E_2 aient une résistance et un coefficient d'induction très voisins (*fig.* 1). Dans ces conditions, si aucune étincelle n'éclate entre les points N_1N_2, E_1E_2, la différence de potentiel entre les points E_1, E_2 est à chaque instant la même qu'entre N_1, N_2.

Si on met respectivement en contact : les points N_1, N_2 avec les pôles d'un excitateur N, les points E_1, E_2, avec les pôles d'un excitateur E ; les deux excitateurs E et N dérivés sur le circuit de décharge sont chargés à chaque instant au même potentiel.

Lorsque N et E sont chargés par une méthode statique ou dynamique telle que le *potentiel croisse avec le temps*, si l'étincelle éclate en E plutôt qu'en N, c'est que le potentiel explosif de E, V_E est inférieur au potentiel explosif de N, V_N, et réciproquement.

En maintenant V_N constant et faisant varier progressivement la distance explosive de E, on détermine pour E deux distances explosives d_1 et d_2 aussi voisines que possibles et telles que pour l'une, d_1, $V_E < V_N$, pour l'autre, d_2, $V_E > V_N$, de sorte que la distance explosive de E pour le potentiel $V_E = V_N$ est comprise entre d_1 et d_2.

On maintient V_N constant en le plaçant dans des conditions physiques constantes et en le chargeant par un mode de charge invariable.

La méthode des deux excitateurs dérivés permet donc de *trouver la distance explosive d'un excitateur* E *placé dans des conditions physiques constantes, quelconques d'ailleurs, et se déchargeant pour un potentiel quelconque, mais constant.*

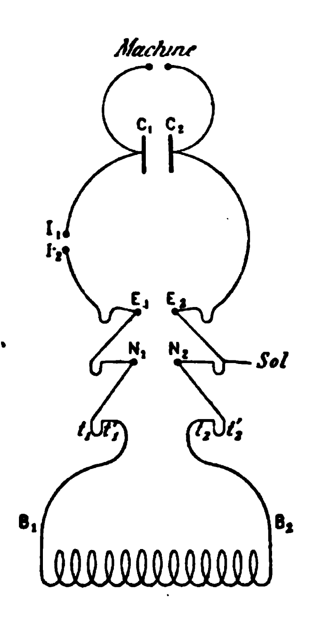
Réalisation expérimentale. — La méthode des deux excitateurs dérivés est employée de la façon suivante (*fig.* 1) :

Prenons une jarre, d'armatures C_1, C_2, un excitateur principal (du type de M. Mascart), de pôles I_1, I_2, deux excitateurs dérivés E et N, dont les pôles E_1, E_2 et N_1, N_2 sont montés sur une petite tige isolante, fixée sur l'excitateur ; une bobine dont les extrémités sont désignées par B_1, B_2 (1).

On fait communiquer les armatures C_1, C_2 avec les pôles d'une

(1) Si l'on ne dispose pas de bobine traversable par des décharges, on emploie une résistance électrolytique.

machine de Holtz et l'armature C_1 avec le pôle I_1 ; on relie métalliquement : 1° les pôles I_2, E_1, N_1 et l'extrémité B_1 ; 2° l'armature C_2, les pôles E_2, N_2 et l'extrémité B_2. Le milieu du fil N_2E_2 communique avec le sol. Les diverses communications métalliques entre les points précédemment cités se font par l'intermédiaire de tubes en



V renfermant du mercure et montés sur paraffine. On voit que, par cette disposition, si une étincelle éclate en I, le condensateur se décharge à travers le circuit et charge *dynamiquement* les excitateurs E et N ; on peut disposer des distances explosives de E et de N de façon que, pour chaque étincelle qui éclate en I, on observe une étincelle en E ou en N, ou aux deux simultanément [1].

Si l'on jette un pont entre les pôles I_1, I_2, si l'on retire l'extrémité B_1 de la bobine de la branche du tube en U et si l'on tourne la machine de Holtz, on charge les excitateurs E et N par la *méthode statique*.

La disposition expérimentale est conforme aux principes établis, car :

---

[1] On évite avec soin les étincelles simultanées, on n'en observe que très rarement par les temps secs, si la distance explosive de l'excitateur principal I, formé de deux sphères de 2 centimètres de diamètre, ne dépasse pas 5 ou 6 millimètres.

1° au début de la décharge d'un condensateur, la différence de potentiel entre les deux extrémités d'une bobine est une fonction croissante du temps (¹) ; 2° les pôles E et N sont chargés à chaque instant au même potentiel (voir travail complet).

CHAPITRE II.

§ 1. — Causes d'inégalité des potentiels explosifs statique et dynamique.

Ces causes d'inégalité sont étudiées par la méthode des deux excitateurs dérivés.

Elles agissent en sens opposé, s'enchevêtrent l'une dans l'autre et compliquent étrangement le phénomène. Elles jouent un rôle si important dans la question qui nous occupe parce *qu'elles exercent une action beaucoup plus considérable sur les potentiels dynamiques que sur les potentiels explosifs statiques.*

Ces causes d'erreur ont leur source dans les influences suivantes :

1° Fréquence des étincelles ; 2° état des surfaces polaires; 3° lumière ultra-violette ; — rayons X.

Nous les étudierons séparément.

Pour maintenir le potentiel explosif de l'excitateur N constant : 1° on polit les surfaces polaires entre lesquelles éclatent les étincelles en les frottant, pendant une dizaine de secondes, après une ou deux étincelles, avec une toile d'émeri assez fin pour ne pas les rayer ; 2° on entoure l'excitateur N d'écrans en paraffine, métal, etc., de façon que la lumière des étincelles principales, des effluves, etc., ne puisse parvenir jusqu'aux pôles de N; 3° on fait éclater régulièrement les étincelles.

Cette manière de procéder est justifiée *a posteriori.*

1° *Fréquence des étincelles.* — A fréquences égales, un excitateur se décharge avec plus de régularité dans la charge par une machine statique que dans la charge dynamique. A raison d'une étincelle par seconde à chaque excitateur, on peut déterminer les distances explosives équivalentes de deux excitateurs à 1/10 de millimètre près sur 4 ou 5 millimètres, si la charge est statique ; on ne le peut qu'à 1 millimètre près si la charge est dynamique.

(¹) *Comptes Rendus*, 16 juillet 1894. — *Archives des Sc. phys. et nat.*, mai 1897.

Cette influence de la fréquence des étincelles est expliquée par la suivante :

2° *État des surfaces polaires.* — Lorsqu'on fait éclater successivement plusieurs étincelles à un excitateur préalablement poli à l'émeri, les surfaces entre lesquelles éclatent les étincelles se ternissent par suite d'une oxydation ou de toute autre action ; de plus, ces surfaces sont corrodées par l'arrachement de parcelles métalliques.

La plupart des expérimentateurs qui se sont occupés de potentiels explosifs statiques n'ont signalé aucune action particulière de l'état des pôles d'un excitateur plus ou moins terni par les étincelles.

Toutefois, M. Baille (1) appelle incidemment l'attention sur cette influence. Cette oxydation des pôles augmenterait la distance explosive ; aussi recommande-t-il de nettoyer et de polir fréquemment les pôles.

D'autre part, M. Heydweiller (2) a montré que le potentiel explosif statique n'est pas influencé sensiblement par l'action des étincelles.

L'influence du poli des pôles de l'excitateur sur les potentiels explosifs dynamiques était inconnue.

L'expérience montre :

I. — *Quand les surfaces polaires d'un excitateur se ternissent sous l'action oxydante des étincelles, la distance explosive dynamique correspondant à un potentiel dynamique quelconque subit une diminution irrégulière qui peut devenir très considérable, tandis que la distance explosive statique reste sensiblement constante ou semble plutôt augmenter légèrement.*

Dans une expérience avec un excitateur terni par un long usage, la distance explosive dynamique a passé de 3 millimètres à $0^{mm},7$ par le polissage ; la distance statique de $3^{mm},1$ à 3 millimètres.

Si l'on suppose que les potentiels explosifs statique et dynamique d'un excitateur poli placé à l'abri de radiations électriquement actives sont égaux entre eux, on peut dire que :

Le potentiel explosif statique d'un excitateur terni est inférieur au potentiel explosif dynamique.

La variation très irrégulière de la distance explosive dynamique d'un excitateur terni rend compte du peu de précision avec laquelle on peut déterminer la distance explosive dynamique par le procédé

(1) Baille, *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XXV, p. 52 ; 1882.
(2) Heydweiller, *Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 217 ; 1893.

des étincelles fréquentes. Dans cette méthode, on se sert forcément d'un excitateur terni.

Les considérations suivantes *expliquent la différence d'action de l'oxydation des pôles sur les potentiels explosifs statique et dynamique :*

La mince couche d'oxyde formée par les étincelles n'est pas une couche bonne conductrice de l'électricité. Lorsque la charge se fait très rapidement, par la méthode dynamique, l'électricité est distribuée sur la surface de la partie conductrice des pôles de l'excitateur au-dessous de la couche d'oxyde. Cette couche joue, dans la charge dynamique, le rôle d'un diélectrique solide. Pour qu'une décharge éclate entre les pôles de l'excitateur, l'électricité doit non seulement traverser l'air, mais encore la mince couche d'oxyde; or, pour percer un diélectrique solide, il faut une différence de potentiel beaucoup plus considérable que pour percer la même épaisseur d'air ; le potentiel explosif dynamique d'un excitateur terni sera donc plus grand que le potentiel explosif de l'excitateur poli et, comme on le démontre plus loin, la distance explosive dynamique croît en même temps que le potentiel explosif dynamique.

La distance explosive dynamique d'un excitateur poli diminue quand les surfaces polaires se ternissent sous l'action des étincelles.

Dans la charge statique, la charge de l'excitateur se faisant lentement, la couche d'oxyde, qui est douée d'une certaine conductibilité, joue le rôle de conducteur. L'électricité est distribuée à la surface libre de la couche d'oxyde.

La décharge, pour se produire, n'a pas à traverser de diélectrique solide; elle ne doit percer qu'une couche d'air, d'épaisseur très peu inférieure à celle qu'elle aurait à percer si l'excitateur était poli.

Le potentiel explosif statique de l'excitateur terni est donc un peu plus petit que le potentiel explosif de l'excitateur poli (ce que montrent certaines expériences). *La distance explosive statique augmente très peu quand les surfaces des pôles se ternissent sous l'action des étincelles.*

Pour déterminer une distance explosive dynamique, les pôles de laiton de 1 à 2 centimètres de diamètre, polis après chaque étincelle, donnent des résultats très réguliers ; l'oxyde est très peu adhérent ; les autres métaux sont moins bons ; les pôles de fer sont mauvais, surtout quand l'usage se prolonge.

3° *Lumière ultra-violette.* — Hertz a découvert ([1]) que: *la distance explosive d'un excitateur augmente quand on éclaire cet excitateur par des radiations ultra-violettes d'une très petite longueur d'onde* ([2]).

Hertz d'abord, puis MM. Wiedemann et Ebert ([3]), étudièrent l'influence de la plupart des conditions physiques qui font varier le phénomène. M. Bichat, dans un travail inédit, dont il a bien voulu me communiquer les résultats, a montré que l'abaissement du potentiel explosif est une fonction de la distance explosive qui passe par un maximum, quand on fait varier progressivement la distance explosive à partir de zéro. L'abaissement changerait de signe pour une distance explosive suffisamment grande et des excitateurs convenables ([4]). L'influence du mode de charge de l'excitateur était passée inaperçue.

L'examen d'une expérience de MM. Wiedemann et Ebert ([5]), dont le résultat était en désaccord avec une expérience personnelle, me conduisit à énoncer la proposition suivante([6]):

Sous l'action de la lumière ultra-violette, la distance explosive dynamique subit un accroissement plus considérable que la distance explosive statique.

La vérification de cette proposition fut le début de ce travail. Cette vérification nécessite la détermination de la variation de la distance explosive d'un excitateur chargé: 1° par une méthode statique; 2° par une méthode dynamique.

La méthode des deux excitateurs dérivés (chapitre précédent) résout ce problème. Je rapporte une expérience complète pouvant servir d'expérience de cours; elle est représentée par la *fig.* 1.

Condensateur: jarre d'une capacité de 0,005 microfarad.

Bobine de 1 ohm de résistance et d'une self-induction de 2 ou 3 dix-millièmes de quadrant, construite spécialement pour pouvoir supporter des décharges à hauts potentiels ([7]).

([1]) *Wied. Ann.*, t. XXXI, p. 983. — *Untersuchungen*, p. 69.

([2]) D'après MM. Elster et Geitel (*Wied. Ann.*, t. XLIII, p. 225), les métaux alcalins et alcalino-terreux sont sensibles à la lumière visible; nous n'en faisons pas usage ici.

([3]) *Wied. Ann.*, t. XXXIII, p. 241.

([4]) Elster et Geitel (*Wied. Ann.*, t. XXXIX, p. 282); — Sello et Majorana (*Acc. d. Lincei*, t. V, fasc. 8, p. 323).

([5]) *Ueber Electrische Entladungen* (*Wied. Ann.*, t. XLIX, p. 13; 1893).

([6]) *Comptes Rendus*, 8 juillet 1895.

([7]) Pour répéter l'expérience, on peut remplacer la bobine par une colonne d'une dissolution de SO^4Cu de quelques décimètres de long et d'une fraction de centimètre carré de section.

Excitateur principal I : sphères de 2 centimètres de diamètre, en laiton, vissées directement sur un excitateur de M. Mascart; distance explosive, 4 millimètres.

Excitateurs dérivés E et N : sphères de 1^{cm},65 de diamètre en laiton, vissées sur tige isolante, fixée elle-même sur des excitateurs de M. Mascart ; les pôles sont polis fréquemment et munis d'écrans en paraffine contre la lumière ultra-violette des effluves, des aigrettes et de l'étincelle principale. Entre les excitateurs E et N, on place un écran de verre, transparent pour les rayons visibles, mais opaque pour les rayons actifs de la source placée en face de E.

Distances explosives de E et N non éclairés pour le même potentiel, 2 millimètres.

(*a*) La lampe à arc est placée dans une lanterne Duboscq, à 50 centimètres de E ; elle est traversée par un courant de 8 ampères environ. On concentre les rayons sur les pôles de E, au moyen d'un condenseur en quartz. La distance explosive de E éclairé dans la charge dynamique devient 4^{mm},4 ; elle subit donc un *accroissement dynamique* de 2^{mm},4.

L'*accroissement statique* est 0^{mm},1 environ.

(*b*) Quand la lampe à arc, traversée par un courant de 8 ampères environ, est placée à une distance de 70 centimètres de E, à l'intérieur de la lanterne sans condenseur.

L'*accroissement dynamique* égale 1^{mm},3 environ.

L'*accroissement statique* est presque inappréciable.

Cette expérience démontre nettement la différence d'action de la lumière ultra-violette sur les potentiels explosifs statique et dynamique.

L'action des effluves et de l'étincelle principale est analogue.

Les rayons X exercent la même action [1].

Il se présente des particularités très intéressantes sur lesquelles nous reviendrons au chapitre III, lorsque l'excitateur dérivé non éclairé est à la distance critique, c'est-à-dire à la distance maximum pour laquelle on observe des étincelles en N, quand la décharge principale éclate en I.

Nous les interpréterons en admettant l'égalité des potentiels explosifs statique et dynamique d'un excitateur poli placé à l'abri des rayons ultra-violets.

---

(1) *Comptes Rendus de l'Acad. des Sciences*. 17 février 1896.

1° *Si l'éclairement de l'excitateur dérivé est assez faible, la distance critique s'allonge comme une distance statique, et l'étincelle critique éclate au potentiel maximum ;*

2° *Si l'éclairement de l'excitateur dérivé est plus intense, la distance critique s'allonge plus qu'une distance statique, et l'étincelle critique éclate à un potentiel inférieur au potentiel maximum.*

§ 2. — Détermination rationnelle d'une distance critique.

La distance explosive dynamique d'un excitateur, pour un potentiel dynamique donné, diminue sous l'influence de la couche d'oxyde produite par les étincelles et augmente sous l'influence des radiations ultra-violettes.

Ces deux actions contraires peuvent agir simultanément ou isolément dans la détermination de la distance explosive dynamique d'un excitateur, suivant la méthode ordinairement suivie.

Si les influences agissent simultanément, les erreurs peuvent se compenser, mais ce ne sera pas le cas général.

Si l'étincelle principale ou une effluve voisine des pôles exerce une action prépondérante, la distance dynamique peut augmenter notablement.

Si les pôles de l'excitateur ternis par les étincelles sont placés à l'abri de l'étincelle et des effluves, la distance dynamique subira une diminution qui pourra être considérable.

Donc, suivant les hasards de l'expérience, on trouvera, pour la distance explosive d'un même potentiel dynamique, une valeur ou une autre pouvant présenter entre elles un écart considérable.

Pour qu'une distance explosive dynamique soit déterminée avec précision, il faut observer scrupuleusement les trois règles suivantes, qui sont d'autant plus importantes qu'elles sont les conditions dans lesquelles les potentiels explosifs statique et dynamique sont égaux (chap. III).

1° *L'excitateur dérivé sera protégé par des écrans contre l'étincelle principale et les effluves ou aigrettes qui peuvent s'échapper soit des fils qui conduisent la décharge, soit des conducteurs qui chargent le condensateur;*

2° *Les surfaces polaires de l'excitateur dérivé seront polies à la*

toile d'émeri fin, après chaque étincelle ou, tout au moins, après deux ou trois étincelles. Ce polissage, qui demande un certain temps, un quart de minute, aura en outre l'avantage de chasser l'air échauffé par l'étincelle. On se servira de préférence de *pôles en laiton* de 1 à 2 centimètres de diamètre ;

3° *On fera éclater les étincelles régulièrement, environ toutes les minutes.*

Cette troisième règle ne peut pas toujours être observée, dans les expériences de Hertz par exemple. Dans ce cas particulier, on provoquera les décharges régulières du vibrateur par une machine électrostatique de préférence, on déterminera la distance critique du résonateur en observant les deux premières règles, et, partant d'une distance explosive supérieure à la distance critique, on diminuera progressivement cette distance, jusqu'à ce qu'on observe une étincelle au résonateur.

En observant ces trois règles, on peut déterminer une distance critique de 5 à 6 millimètres à 1/10 de millimètre près.

Si on observe la première et la troisième règle, mais qu'on opère avec des pôles ternis, il n'est pas rare d'observer une diminution de distance explosive de 1/4 ou de 1/5, irrégulière d'ailleurs.

Si on observe les deux dernières règles, mais qu'on néglige d'entourer d'écrans les excitateurs, pour les protéger contre la lumière ultra-violette, on peut observer des distances critiques trop longues de 1/4 ou de 1/5 de la distance à mesurer.

Si on protège l'excitateur dérivé contre les radiations ultra-violettes, et que l'on fasse éclater les étincelles principales toutes les secondes environ, de sorte que l'on n'observe ni la règle de la fréquence, ni celle du polissage des pôles, les différences peuvent être plus grandes.

Dans une expérience où la nature des pôles de l'excitateur dérivé a seule changé (le diamètre des pôles étant de 1 centimètre) : avec des pôles en laiton, la distance critique a varié de 1mm,5 à 3mm,5 environ ;

Pour des pôles de fer, elle a varié de 1 millimètre à 3 millimètres environ ;

[illegible] pôles de platine, de 1 millimètre à 2mm,5.

[illegible] observant les trois règles, la distance critique était comprise [illegible] 25 et 3mm,35, quelle que soit la nature des pôles de l'excitateur dérivé.

M. Lodge, dans son grand travail sur les paratonnerres ([1]), a déterminé un grand nombre de distances critiques par cette condition que, dans la rotation continue de la machine, sur un certain nombre d'étincelles principales, la moitié provoque une étincelle dérivée, l'autre n'en provoque pas. Dans quelques expériences, la distance critique ainsi définie ne diffère que de 2 ou 3 dixièmes de millimètre de la distance déterminée dans les conditions normales ; en prenant des pôles en laiton ; avec des pôles en fer ou en platine, la différence a atteint la moitié de la distance normale.

J'ajoute que l'irrégularité observée dans les étincelles dérivées fréquentes est surtout considérable pour les petites distances explosives ; elle est moins marquée aux grandes distances, ce qui est bien conforme à l'explication de l'effet de l'oxydation des pôles.

Si la détermination de la distance critique par la méthode des étincelles fréquentes peut donner parfois des résultats exacts, elle conduit le plus souvent à des résultats erronés et contradictoires, et toujours irréguliers. Je n'en citerai qu'un exemple : Dans une de ses expériences, M. Lodge ([2]) trouve que, si l'on prend successivement, comme circuit dérivé, deux circuits identiques de forme et dimensions, l'un en fer, l'autre en cuivre, la distance critique du circuit en fer est plus petite que celle du circuit en cuivre, ce qu'il énonce en disant que, pour éviter la décharge latérale, *le fer est préférable au cuivre.*

Dans une autre expérience ([3]), faite un autre jour, il trouve que le fer et le cuivre sont équivalents, et M. Canestrini ([4]) a confirmé ce dernier résultat ([5]).

Bref, toutes les expériences dans lesquelles se produisent des décharges dérivées sont *toutes extrêmement irrégulières.* On a eu tort d'attribuer cette irrégularité à une extrême variabilité de la décharge principale par étincelles ; la cause de perturbation réside dans les conditions initiales de production d'une étincelle dérivée,

---

([1]) O. Lodge, *Lightning conductors and Lightning guards.* London, 1892.

([2]) O. Lodge, *loc. cit.*, pp. 36 et 46.

([3]) O. Lodge, *loc. cit.*, pp. 116 et 117.

([4]) Canestrini, A proposito delle esperienze *di* O. Lodge sulle scariche elettriche. *R. Stabilimento Prosperini.* Padova, 1893.

([5]) On doit rejeter pour la même raison une expérience personnelle (*C. R.* du 16 juillet 1894).

et il est probable qu'en prenant les précautions indiquées, tous ces phénomènes prendraient une allure régulière qui permettrait de les soumettre à une étude expérimentale sérieuse.

(*A suivre.*)

Br. DONATH. — Bolometrische Untersuchungen über Absorptionsspectra fluorescirender Substanzen und ätherischer Oele (Recherches bolométriques sur les spectres d'absorption de diverses substances fluorescentes et des essences). — *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 609-662; 1896.

Ce mémoire comprend deux parties : L'une contient la description détaillée de la méthode expérimentale employée et divers renseignements utiles à consulter [1] au début de recherches bolométriques sur le spectre infra-rouge. La seconde renferme les résultats obtenus par l'auteur en appliquant son dispositif à l'étude des spectres d'absorption de quelques substances.

Dispositif. — *Galvanomètre* de Du Bois et Rubens (1895), dont les bobines ont une résistance de 4 ohms, et dont la durée d'oscillation est toujours inférieure à 10 secondes. L'ordre de grandeur de la sensibilité est de 6.10^{11} ampères par division de l'échelle.

Spectroscope à miroirs remplaçant les lentilles (Rubens), renfermant un prisme de quartz de 60° ; dispositif automatique pour observer dans chaque cas au minimum de déviation.

Bolomètre : Fil de platine de $0^{mm},04$ de diamètre, aplati sous la forme d'un ruban de $0^{mm},17$ de large et $0^{mm},0074$ d'épaisseur ; ayant une résistance de 5 ohms environ. La face exposée au rayonnement est noircie ; sur la même plaque d'ébonite, mais à l'abri du rayonnement se trouve un fil tout à fait pareil qui forme la branche adjacente du pont de compensation.

Pont de compensation. — Ce pont doit satisfaire à une série de conditions différentes. La plus importante est la suppression des couples thermoélectriques parasites qui peuvent avoir une influence considérable. Pour cela tous les contacts doivent être établis entre des métaux identiques, les contacts mobiles sont établis par du mercure.

L'appareil auquel l'auteur a eu finalement recours est décrit en détail dans le mémoire. Il contient d'abord les deux autres branches

---

(1) Sur l'emploi du bolomètre, consulter un travail récent de M. Lewis (*Astrophys. journal*, t. II, p. 1-25 ; 1895).

fixes du pont, exactement identiques aux premières, et la résistance variable servant à établir la compensation. Cette résistance est formée par une gouttière circulaire remplie de mercure, pratiquée dans un disque d'ébonite, et dans laquelle plongent les pointes de vis de platine qui permettent d'en prendre une longueur variable. L'appareil, de petites dimensions, est protégé par de la ouate contre les variations de température.

Mesure d'un pouvoir absorbant. — On compare les impulsions initiales observées au galvanomètre avec ou sans la présence de la couche absorbante. Cette couche absorbante, placée en avant de la fente du spectroscope, peut être, à distance, enlevée ou changée très rapidement. La mesure exige un temps très court, 20 secondes environ, y compris le temps nécessaire pour contrôler la position du zéro et la constance de la première impulsion observée. C'est pourquoi la source peut être simplement constituée par une lampe oxhydrique ou même une lampe à arc.

Pour déduire de ces mesures le pouvoir absorbant, l'auteur admet la proportionnalité des flux calorifiques aux impulsions observées. Peut-être, semble-t-il, aurait-il été utile de s'assurer directement que cette hypothèse peut être admise.

Résultats. — 1° On a étudié d'abord diverses substances fluorescentes, et on a fait des mesures dans la région comprise entre $\lambda = 0^{\mu},476$ et $\lambda = 2^{\mu},7$. Certaines considérations théoriques conduisaient en effet à admettre l'existence de bandes d'absorption de ces substances dans l'infra-rouge. Les substances étudiées sont les suivantes : uranine, éosine, fluorescéine, esculine, chlorophylle. Elles étaient le plus souvent à l'état de solution, et l'on comparait l'absorption produite par cette solution, à celle produite par une pareille cuve remplie du dissolvant. Des *solutions solides* dans la gélatine, le collodion ou le caoutchouc, en couches assez épaisses, ont été également employées.

On n'a trouvé aucune bande d'absorption sensible dans la portion étudiée du spectre infra-rouge.

L'auteur insiste beaucoup sur un fait particulier présenté par la chlorophylle. Une des bandes d'absorption de cette substance, située dans le rouge entre B et C, est, comme on sait, très facile à voir même avec des solutions étendues, et paraît nettement délimitée. Or les mesures bolométriques donnent un autre résultat et indiquent une absorption qui continue très nettement en dehors de la bande du

côté du vert ; plus forte à certaines places, que dans l'intérieur même de la bande visible. M. Donath ne croit pas que ce fait puisse être attribué à la variation de sensibilité de l'œil avec la couleur. Il croit pouvoir le rapprocher de différences analogues déjà signalées, et trouve ce fait inexplicable avec nos idées actuelles.

(Dans cette région se trouvent d'autres bandes de la chlorophylle qu'on aperçoit en solutions plus concentrées, étudiées par M. Hagenbach, en particulier. Il semble donc probable que l'explication du fait signalé par l'auteur est purement physiologique et que des mesures spectrophotométriques donneraient bien le même résultat que les mesures calorifiques. Il y a lieu de se demander encore à ce sujet jusqu'à quel point l'impulsion observée au bolomètre est proportionnelle à l'intensité du flux.)

2° *Autres substances.* — Les mesures faites sur l'eau ont permis de retrouver les résultats obtenus en particulier par Aschkinass (maxima d'absorption vers $1^\mu,45$ et $1^\mu,94$).

Une solution concentrée d'*alun* sous la même épaisseur n'absorbe pas plus que l'eau, au moins dans la région étudiée (jusqu'à $2^\mu,5$). Au delà, le verre absorbe les rayons calorifiques, et ce résultat, conforme à des résultats antérieurs, montre qu'il est inutile de conserver la solution d'alun employée autrefois comme écran athermane. L'auteur n'a pu obtenir de bonnes plaques d'alun solide.

Enfin différentes essences (de térébenthine, de genièvre, de romarin, de lavande, de sassafras) présentent, dans l'infra-rouge, deux bandes d'absorption très nettes, qui sont à la même place pour tous ces corps, bien que les deux premiers soient des carbures d'hydrogène, et les autres des substances oxygénées. L'huile d'olive et le pétrole donnent des bandes à peu près à la même place.

A. COTTON.

L. SOHNCKE. — Polarisirte Fluorescenz ; ein Beitrag zur kinetischen Theorie der festen Körper (Fluorescence polarisée. Contribution à la théorie cinétique des corps solides). — *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 417-455 ; 1896.

Un faisceau de lumière solaire ou électrique, filtré par un verre violet, traverse une lentille de quartz qui le fait converger sur une face d'un cristal fluorescent. La plage lumineuse ainsi produite est observée à travers un nicol. On cherche si la lumière émise est polarisée, en examinant si une rotation du nicol fait changer son éclat.

Quelquefois le faisceau incident est polarisé et l'on observe la lumière émise soit directement, soit à l'aide d'un second nicol.

M. Sohncke a étudié ainsi un assez grand nombre de substances, presque toutes cristallisées, les unes monoréfringentes, les autres biréfringentes.

Corps monoréfringents. — Différents physiciens avaient déjà étudié la lumière émise par les *liquides*. Un liquide fluorescent, comme le sulfate de quinine, donne de la lumière fluorescente non polarisée. Si le rayon incident est polarisé, il donne, dans tous les azimuts, la même quantité de lumière fluorescente entièrement dépolarisée. Au contraire, la lumière diffusée latéralement par les liquides *troubles* est nettement polarisée, les vibrations dominantes étant perpendiculaires à la direction du rayon incident. Si le rayon incident est polarisé, la lumière émise n'a pas la même intensité dans tous les azimuts.

M. Sohncke trouve de même, en employant un verre violet pour se mettre à l'abri de la lumière simplement diffusée, que *la lumière émise par un solide monoréfringent* (verre, spath-fluor) *n'est pas polarisée*.

Corps biréfringents. — Le résultat est contraire si le cristal étudié présente la double réfraction. Beaucoup de cristaux observés ne se sont pas montrés fluorescents, mais l'auteur a réussi à en trouver au moins un, dans chaque système cristallin, possédant cette propriété ; parfois, il est vrai, par suite de la présence d'impuretés n'existant pas dans tous les échantillons (spath, topaze, béryl). Dans chaque cas il décrit en détail les caractères de la lumière émise. Voici les corps étudiés :

Uniaxes..	S. Rhombohédrique.....	*Spath d'Islande.*
	S. Hexagonal...........	*Apatite, Béryl, Vésuvite.*
	S. Quadratique.........	*Phosgénite.*
Biaxes...	S. Orthorhombique.....	*Topaze, Aragonite, Cérusite.*
	S. Monoclinique........	*Sucre de canne.*
	S. Triclinique...........	*Cyanite.*

Dans tous ces cas, la lumière émise par fluorescence est polarisée, au moins partiellement.

Ainsi le spath d'Islande envoie surtout des vibrations (de Fresnel) parallèles à l'axe. Ce résultat est contraire à celui obtenu par Lommel, qui avait observé le premier la fluorescence rougeâtre de ce corps, que l'on observe avec certaines précautions en se servant de lumière solaire et d'un verre violet. L'apatite envoie surtout des

vibrations perpendiculaires à l'axe, etc... Pour le béryl, la couleur de la fluorescence dépend de l'orientation du nicol servant à l'observation.

Ce phénomène de la « fluorescence polarisée » avait déjà été observé, mais dans un très petit nombre de cas. Maskelyne l'avait observée sur l'émeraude, le saphir, la cassitérite, frappés par les rayons cathodiques. Antérieurement Grailich l'avait découverte en observant cinq platinocyanures. Mais il s'agissait là de cristaux colorés et très nettement dichroïques, et on pouvait se demander si le phénomène observé n'était pas lié à ce dichroïsme. De même que Grailich lui-même, M. Sohncke pense qu'il en est indépendant, en faisant remarquer que plusieurs des corps qu'il a étudiés sont transparents et ne présentent pas de trace de dichroïsme (spath, apatite, sucre).

Sur ce point, nous ferons remarquer que l'observation directe à la loupe dichroscopique, telle que la pratique M. Sohncke, ne suffit peut-être pas dans ce cas, parce qu'elle ne peut indiquer l'inégalité des absorptions que pour les radiations les plus brillantes du spectre. On trouverait peut-être que les rayons ordinaire et extraordinaire sont inégalement absorbés, si l'on faisait l'observation avec les radiations violettes ou ultra-violettes qui excitent la fluorescence; puisque les expériences mêmes de Sohncke montrent que ces deux rayons produisent des effets différents.

Quoi qu'il en soit, il résulte des recherches de l'auteur que *la fluorescence polarisée apparaît comme une propriété générale de tous les cristaux biréfringents fluorescents.*

Or l'auteur était arrivé *a priori* à cette conclusion en admettant pour les corps solides la théorie cinétique de Clausius. Cette théorie, si précieuse pour l'explication des propriétés des gaz, a trouvé, dans le cas des liquides, une vérification en quelque sorte visible, dans l'observation des mouvements browniens [1]; et il est tout naturel d'admettre que les particules des solides sont, elles aussi, animées de mouvements, avec cette restriction que, à une température donnée, la position moyenne de chacune des particules est fixe. M. Sohncke a pensé alors que dans un cristal les vibrations des particules, qui produisent la fluorescence, ne doivent pas être orientées d'une

[1] L'auteur cite à ce sujet Chr. Wiener (*Pogg. Ann.*, 118, p. 79; 1863). C'est aussi la conclusion à laquelle arrive M. Gouy (*Revue générale des Sciences*, 1895, p. 1).

façon quelconque, mais doivent obéir aux conditions de symétrie de l'édifice cristallin, et s'effectuer surtout suivant certaines directions privilégiées.

A. Cotton.

A. PFLUGER. — Ueber die Brechungsindices der Metalle bei verschiedene Temperaturen (Indices de réfraction des métaux à différentes températures).— *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 493-500; 1896.

En se servant de prismes très aigus et très minces, Kundt, Du Bois et Rubens, Shea, ont donné, pour les indices des métaux relatifs à la lumière rouge, des valeurs « passablement » concordantes, d'où il résulterait que la vitesse des rayons rouges dans les métaux serait sensiblement proportionnelle à la conductibilité électrique ou calorifique. Kundt s'est alors demandé si l'indice de réfraction ne varierait pas avec la température, comme la conductibilité électrique. Le coefficient de température de la conductibilité électrique étant élevé (environ 0,0037 pour les métaux purs), il en résulterait une variation très rapide de l'indice des métaux avec la température.

Dans un travail postérieur Kundt avait cru trouver un accroissement du même ordre de grandeur. Mais ce résultat n'était pas d'accord avec ceux qu'on déduisait de l'étude de la lumière réfléchie. Sissingh, Drude, Zeemann n'ont trouvé aucune altération notable des coefficients de réflexion lorsqu'ils élevaient la température, que Zeemann a portée pourtant jusqu'à 800°.

L'auteur a repris les expériences de Kundt, en étudiant le nickel, l'or et le fer. Il s'est servi de lumière électrique traversant un verre rouge ou une solution de sulfate de cuivre ammoniacal, et, dans quelques cas, de la lumière mieux définie, correspondant à des raies spectrales.

Il prend bien garde à la présence possible d'oxyde mélangé au métal, et à ce titre donne, comme les meilleurs, les résultats relatifs au nickel, pour lequel il retrouve d'ailleurs les valeurs données par Du Bois et Rubens.

Ces valeurs sont les suivantes :

Radiations	C	D	F
Indices (Pflüger).........	2,23	1,87	1,67
Indices (Du Bois et Rubens)	2,04	1,84	1,71

Elles indiquent bien une dispersion anomale, tandis que l'oxyde de nickel a une dispersion normale.

Or, dans tous les cas, en faisant varier la température de 20° jusqu'au-dessus de 100°, *l'auteur n'a pas observé la variation rapide observée par Kundt*, et il discute les causes d'erreur de son expérience. La méthode du prisme donne donc, sur ce point, des résultats concordants avec ceux fournis, à l'aide de la théorie de Cauchy, par l'étude de la lumière réfléchie.

A. COTTON.

C. PULFRICH. — Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Lichtbrechung der Metalle (Influence de la température sur la réfraction de la lumière dans les métaux). — *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 670 ; 1896.

L'auteur a publié, en 1892, dans les *Annales de Wiedemann*, un travail où il a étudié l'influence de la température sur la réfraction et la dispersion de plusieurs corps solides. Il avait conclu de ses recherches que les altérations observées sur l'indice ne sont que le résultat des deux faits suivants : altération de la densité, changement du pouvoir absorbant.

Ces conclusions ne paraissaient pas pouvoir s'appliquer aux métaux, puisque Kundt avait observé une variation très rapide de l'indice et que ni la densité, ni le pouvoir absorbant des métaux ne varient beaucoup avec la température.

Mais Pflüger a refait les expériences de Kundt, et a montré que la prétendue variation rapide n'existait pas. On ne peut donc plus la citer comme objection aux conclusions de Pulfrich.

A. COTTON.

F. PASCHEN. — Uber Gesetzmässigkeiten in den Spectren fester Körper (Sur les spectres d'émission des corps solides). — *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 455-493 ; 1896.

Différents physiciens ont cherché quelle est la répartition de l'énergie dans le spectre d'émission d'un solide. La courbe représentative, relative à une température T de la source, présente, comme on sait, un maximum pour une certaine longueur d'onde λ_m. Lorsque T augmente, λ_m diminue, mais la valeur de l'ordonnée correspondant au maximum augmente, de sorte que les courbes se placent les unes au-dessus des autres sans se couper.

M. Paschen s'est proposé d'étendre et de préciser les mesures bolométriques de Langley, et de déterminer ainsi, aussi bien que pos-

sible, la fonction J qui représente l'énergie rayonnée par le corps à la température absolue T, sous la forme de radiation de longueur d'onde λ. Diverses formes ont déjà été proposées pour cette fonction, et M. Wien a publié récemment sur ce sujet les conclusions de recherches théoriques.

Dispositif. — Une lame de platine échauffée par un courant électrique est placée devant la fente du spectroscope. La température de la lame est mesurée à l'aide d'un couple platine-platine rhodié placé à l'intérieur de la lame repliée sur elle-même, et gradué comme dans les expériences de M. Le Chatelier. Le spectroscope est celui que M. Paschen a employé dans ses recherches antérieures sur l'émission ou l'absorption des gaz et sur la dispersion de la fluorine; il contient, à la place habituelle du réticule, le bolomètre.

En recouvrant la lame de platine d'une couche très fine et très adhérente de divers corps (oxyde de fer, oxyde de cuivre, graphite), on peut changer la nature de la source rayonnante. Dans le mémoire actuel, il n'est rapporté que les expériences relatives à l'oxyde de fer. On obtient, avec certaines précautions, cet oxyde sous la forme d'une couche grise formée de très petits cristaux, en recouvrant la lame d'une dissolution de sulfate que l'on décompose par la chaleur du courant.

Les résultats de l'observation doivent subir diverses corrections. L'une d'elles est nécessaire pour ramener les résultats à ce qu'ils seraient pour un spectre normal. Pour cela le prisme de fluorine, qui était, dans chaque cas, placé au minimum de déviation, avait été soigneusement étudié, et sa dispersion était exactement connue. D'autres corrections sont dues aux réflexions sur les faces du prisme, ou sur les miroirs concaves (d'argent) du spectroscope, et aux variations dans la sensibilité du bolomètre.

Les températures ont été élevées jusqu'au-dessus de 1100°. Les radiations utilisées étaient, le plus souvent, comprises entre 2μ et 6μ. Dans cette région se trouvent des bandes d'absorption des gaz de l'atmosphère de la salle; en particulier, une bande due à la vapeur d'eau qui modifie notablement les résultats. M. Paschen n'a pas cherché à éliminer cette influence; il s'est simplement abstenu de faire des mesures dans la région correspondante. Les relations qu'il trouvait entre les diverses courbes lui permettaient de compléter les courbes les unes par les autres.

On peut grouper les résultats de deux façons différentes. En laissant

constant le courant servant à échauffer la lame rayonnante, et faisant des mesures pour diverses radiations, on a la *courbe d'énergie spectrale* correspondant à la température T. Au contraire, en choisissant une radiation déterminée et mesurant, à diverses températures, l'énergie correspondante, on a une *courbe « isochromatique »* se rapportant à une longueur d'onde λ. Les mesures fournissent un certain nombre de courbes de l'un et de l'autre système qui se complètent et se contrôlent les unes les autres.

Résultats. — Voici quelques résultats indiqués entre autres par M. Paschen.

Courbes d'énergie. — Ces courbes sont figurées en prenant comme abscisses log λ, et comme ordonnées log J. Elles ont une forme simple, chacune d'elles présentant, comme on sait, un maximum $\log J_m$ pour une certaine abscisse $\log \lambda_m$. Elles ne sont pourtant pas symétriques par rapport à l'ordonnée correspondant à leur maximum. Or, si l'on construit les courbes en considérant $\log \frac{J}{J_m}$ comme fonction de $\log \frac{\lambda}{\lambda_m}$, ces courbes relatives à différentes températures se superposent. $\frac{J}{J_m}$ est donc, pour toutes les températures, la même fonction de $\frac{\lambda}{\lambda_m}$. Après quelques essais, l'auteur trouve que la formule

$$\frac{J}{J_m} = \left[\frac{\lambda_m}{\lambda} e^{\frac{\lambda - \lambda_m}{\lambda}}\right]^\alpha$$

où l'exposant α a une valeur voisine de 5,6, représente bien cette fonction.

Courbes isochromatiques. — Elles donnent lieu à une remarque analogue. Il y a une certaine température T_1, pour laquelle la radiation étudiée a une intensité J_1, qui est telle que le maximum de l'énergie dans le spectre correspond précisément à la radiation considérée. Or $\frac{J}{J_1}$ est pour toutes les courbes isochromatiques la même fonction de $\frac{T}{T_1}$.

Valeurs de λ_m et J_m. — M. Paschen représente les variations de ces quantités avec la température absolue par les relations :

$$\lambda_m T^\beta = c$$
$$J_m = c' T^\alpha$$

avec les valeurs suivantes des constantes :

$$c = 1866,5 \qquad \beta = 0,95$$
$$c' = 3,519.10^{-6} \qquad \alpha = 5,6 \text{ environ.}$$

Forme de la fonction J. — Des trois formules précédentes on déduit, pour la fonction J des deux variables T, λ, la valeur suivante :

$$J = c_1 \left(\frac{T}{\lambda T\beta}\right)^\alpha e^{-\frac{c_2}{\lambda T^\beta}}$$

où α, β ont les valeurs précédentes, et c_1, c_2, se déduisent des constantes précédentes.

Il semble à l'auteur que cette formule soit celle qui représente le mieux les phénomènes. Les relations proposées antérieurement par Weber, Michelson, Köveslighety, s'écartent des résultats expérimentaux, surtout les deux dernières.

Au contraire, les résultats précédents sont favorables aux considérations théoriques de Wien. Ce dernier est conduit, en effet, aux relations suivantes :

$$\lambda_m T = c, \qquad J_m = c' T^5$$
$$J = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}.$$

Ces relations se déduisent de celles de Paschen en prenant $\beta = 1$ (au lieu de 0,95) et $\alpha = 5$ (au lieu de 5,6).

A. Cotton.

W. WIEN. — Ueber die Energievertheilung im Emissionsspectrum eines Schwarzen Körpers (Répartition de l'énergie dans le spectre d'un corps noir). — *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 662-670 ; 1896 ; — *Phil. Magaz.*, t. XLIII, p. 214 ; 1897.

M. Wien est arrivé aux relations précédentes par une théorie cinétique, où il admet que les molécules d'un corps noir sont animées, comme les molécules d'un gaz, de mouvements dont les directions et les vitesses changent à chaque instant. Comme Michelson l'avait déjà fait, il admet que la loi de Maxwell permet encore d'évaluer, dans ce cas, le nombre des particules possédant, à un instant déterminé, une vitesse ayant une valeur donnée.

Il fait, en outre, l'hypothèse que chaque molécule n'envoie que des vibrations d'une période qui ne dépend que de la vitesse de la

molécule considérée ; et que leur intensité ne dépend, elle aussi, que de cette vitesse. Il arrive alors à la formule donnant l'énergie rayonnée J, relative à une radiation déterminée, en appliquant d'autres résultats auxquels Boltzmann et lui étaient arrivés par des considérations thermodynamiques. Ces résultats se rapportent à la variation qu'éprouve le rayonnement lorsque la température change. En particulier, l'énergie *totale* rayonnée varierait suivant la loi de Stefan, c'est-à-dire proportionnellement à la quatrième puissance de la température absolue. A. Cotton.

CARL BARUS. — The filar anemometer (Anémomètre unifilaire). — *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLI, p. 81-90; 1896.

Strouhal a montré que, si le vent frappe, normalement à son axe, un fil métallique fin, il le met en vibration ; le nombre de vibrations par seconde, n, est donné par la formule :

$$n = \frac{Cv}{d},$$

où v est la vitesse du vent en mètres par seconde, et d le diamètre du fil en mètres. C a pour valeur moyenne 0,2 à la température ordinaire. La tension et la longueur du fil n'ont d'influence que sur l'intensité du son.

M. Barus fonde sur cette propriété le principe de son anémomètre. Pour mesurer n, on relie le fil vibrant à un microphone qui amplifie le son rendu.

L'appareil aurait les deux avantages suivants : 1° par suite de sa légèreté, il donne la vitesse du vent à chaque instant, et non une vitesse moyenne, comme font les anémomètres ordinaires ; 2° avec trois fils vibrants disposés suivant trois axes rectangulaires, on peut mesurer simultanément les composantes de la vitesse suivant trois directions, et en déduire la direction du vent.

L. Houllevigue.

J.-G. MAC-GREGOR. — On the calculation of the conductivity of mixtures of electrolytes (Calcul de la conductibilité des mélanges d'électrolytes). — *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLI, p. 276-287 ; 1896.

On peut, en partant de la théorie d'Arrhenius sur la dissociation des ions, calculer la conductibilité spécifique d'un mélange par la

formule :

$$c = \frac{1}{v_1 + v_2} [\alpha_1 n_1 v_1 \mu_1 + \alpha_2 n_2 v_2 \mu_2]$$

où v_1 et v_2 sont les volumes des deux électrolytes mélangés, n_1 et n_2 les nombres de molécules-gramme par unité de volume dans chacun d'eux, μ_1 et μ_2 leurs conductibilités moléculaires limites pour une dilution infinie, α_1 et α_2 les coefficients de dissociation après mélange (c'est-à-dire la fraction du nombre des molécules dissociée lorsque chaque volume est étendu à $v_1 + v_2$) ; on admet que le mélange se fait sans variation de volume, et que les sels mélangés ont un ion commun.

Les différentes quantités contenues dans cette formule sont susceptibles d'une détermination expérimentale. M. Mac Gregor applique la formule aux mélanges de KCl et NaCl, en utilisant les déterminations de Bender, *préalablement corrigées*, et compare les résultats obtenus aux valeurs de c mesurées et également corrigées. Si on accepte ces corrections, on doit conclure avec l'auteur que la formule ci-dessus permet de calculer c pour le mélange des deux chlorures considérés, avec une approximation supérieure à 1 0/0 pour les solutions contenant moins de 2 molécules-gramme par litre. Pour de plus fortes concentrations, l'erreur peut dépasser 3 0/0.

Je ferai remarquer qu'on doit à M. Bouty [1] une formule plus simple et qui permet de calculer avec une approximation supérieure à 1 0/0 la conductibilité d'un mélange de deux sels quelconques sans action chimique l'un sur l'autre.

L. Houllevigue.

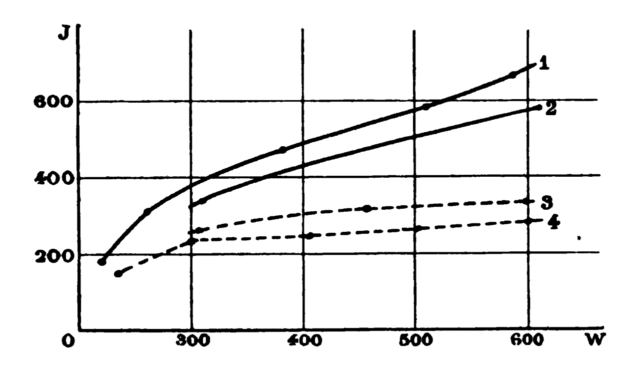
J.-A. FLEMING et J.-E. PETAVEL. — An analytical Study of the alternating current arc (Étude de l'arc électrique à courant alternatif). — *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLI, p. 315-360 ; 1896.

Le physicien et l'ingénieur trouveront dans ce mémoire d'utiles renseignements sur la valeur photométrique des lampes à arc ; il est impossible de les résumer. De nombreuses courbes font connaître, pour les fréquences étudiées, les variations d'intensité de courant, de force électromotrice, de puissance et les variations corrélatives d'intensité lumineuse ; l'intensité de lumière est même étudiée séparé-

(1) Voir *Journal de Phys.*, 2e série, t. VII, p. 317.

ment pour le centre de l'arc, pour les charbons et pour les différentes directions dans lesquelles se fait le rayonnement.

Dans la seconde partie du mémoire se trouve une étude comparative du rendement lumineux des lampes à courants continus et alternatifs. Elle est résumée dans le graphique (*fig.* 1) où les abscisses représentent l'énergie électrique consommée en watts, et les ordonnées l'intensité sphérique moyenne de lumière évaluée en candles. Les courbes se rapportent : (1) au courant continu, charbon positif



creux de 15 millimètres, charbon négatif plein de 9 millimètres ; — (2) au courant continu, avec 2 charbons creux de 15 millimètres ; — (3) et (4) au courant alternatif avec charbons creux de 15 millimètres ; la fréquence est de 50 pour (3) et 83,3 pour (4).

Ces courbes semblent démontrer la supériorité économique des lampes à courant continu, qui a sans doute son origine dans la température élevée du charbon positif, température bien supérieure à la moyenne de celles des deux charbons dans le cas du courant alternatif.

L. Houllevigue.

W. RAMSAY et EUMORFOPOULOS. — On the Determination of high Temperatures with the Meldometer (Mesure de températures élevées avec le meldomètre). — *Phil. Mag.*, 5ᵉ série, t. XLI, p. 360-367.

Le meldomètre de Joly se compose essentiellement d'un ruban de platine de 10 centimètres de long et 1 millimètre de large qu'on peut échauffer par un courant électrique, et dont on mesure l'allongement

à l'aide d'une vis micrométrique. Pour déterminer le point de fusion d'un corps, on en dépose sur le ruban de platine un grain très petit qu'on observe au microscope ; on détermine empiriquement une courbe de graduation de l'appareil, en observant la position de la vis qui correspond à la température ordinaire, aux points de fusion de l'azotate de potasse (339°) et du sulfate de potasse (1052°).

Voici un certain nombre de points de fusion déterminés par cette méthode sur des échantillons soigneusement purifiés :

Corps	Point de fusion	Corps	Point de fusion	Corps	Point de fusion
Li^2SO^4	853°	K^2SO^4	1052°	$BaBr^2$	728°
Li^2CO^3	618	K^2CO^3	880	BaI^2	539
LiCl	491	KCl	762	Ag^2SO^4	676
LiBr	442	KBr	733	AgCl	460
Na^2SO^4	884	KI	614	AgBr	426
Na^2CO^3	851	$Ca(AzO^3)^2$	499	AgI	556
NaCl	792	$CaCl^2$	710	$PbSO^4$	937
NaBr	733	$CaBr^2$	485	$PbCl^2$	447
NaI	603	$Ba(AzO^3)^2$	575	$PbBr^2$	363
		$BaCl^2$	884	PbI^2	373

L. Houllevigue.

R.-W. WOOD. — On the absorption spectrum of solutions of Iodine and Bromine above the critical temperature (Spectres d'absorption des solutions de brome et d'iode au-dessous de la température critique). — *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLI, p. 423-431 ; 1896.

On sait que les vapeurs d'iode et de brome présentent dans leur spectre d'absorption des raies fines que ne donnent pas les solutions dans le sulfure de carbone. Si on chauffe la solution en tube scellé jusqu'à ce que l'ensemble soit vaporisé, les raies existeront ou seront absentes selon les proportions relatives du corps dissous et du dissolvant. L'auteur paraît admettre qu'il y a solution de l'iode ou du brome dans *la vapeur* de CS^2. Lorsque le corps dissous est en excès, une partie de sa vapeur existe à l'état libre, et donne les raies d'absorption qui disparaissent quand on introduit assez de CS^2 pour que la solution soit complète.

L'effet observé ne paraît pas dépendre sensiblement de la pression et de la température ; mais la solubilité de l'iode ou du brome croît rapidement avec la densité de la vapeur du dissolvant. Des tables et des graphiques font connaître la valeur de cette solubilité pour les solutions ci-dessus mentionnées, et aussi pour les solutions de HgI^2 dans l'éther et de KI dans l'alcool.

L. Houllevigue.

S.-W. HOLMAN. — Thermo-electric Interpolation formulæ (Formules d'interpolation thermoélectriques). — *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLI, p. 463-488 ; 1896.

On représente habituellement la force électromotrice d'un couple thermoélectrique, en fonction des températures de ses deux soudures, par les formules paraboliques, dont la plus connue est celle d'Avenarius et Tait. Mais on peut employer également une formule exponentielle :

$$E = m\,[T_1^n - T_2^n],$$

où T_1 et T_2 sont les températures absolues des soudures, m et n des constantes. On peut aussi faire usage d'une formule logarithmique :

$$E_0^t = mt^n,$$

l'une des soudures étant prise à zéro, et l'autre à t^o C. L'auteur représente à l'aide de ces formules les expériences de Barus, Holborn et Wien, Chassagny et Abraham, et Noll. Si on porte en abscisses les températures et en ordonnées les différences entre les forces électromotrices mesurées et déduites des formules, toutes les courbes ainsi obtenues ont la même forme générale : donc les différences portées en ordonnées sont systématiques, et non purement accidentelles, c'est-à-dire qu'aucune des formules proposées n'est l'expression *naturelle* de la fonction.

Au point de vue pratique, pour l'interpolation entre des limites éloignées de température, ou pour l'extrapolation, la formule exponentielle est nettement préférable à toutes les autres. M. Holman en fait usage, peur tirer des résultats de Barus les températures de fusion et d'ébullition, d'un certain nombre de métaux ; les nombres obtenus concordent bien avec ceux de MM. Le Chatelier, Deville et Troost, Holborn et Wien, et Violle.

L. Houllevigue.

C. RUNGE et F. PASCHEN. — Oxygen in the Sun (Oxygène dans le soleil) — *The Astrophysical journal*, t. IV, p. 317 ; 1896.

L. E. JEWEL. — Oxygen in the Sun. — *Ibid.*, t. V, p. 99 ; 1897.

A. SCHUSTER. — Oxygen in the Sun. — *Ibid.*, t. V, p. 162 ; 1897.

Piazzi Smith a découvert dans le spectre de l'oxygène produit par un tube de Geissler, une raie de longueur d'onde voisine de 7775, et que MM. Runge et Paschen ont vue se dédoubler en trois autres.

Ces raies coïncident avec trois raies du spectre solaire de même intensité relative, formant un groupe isolé et dont l'aspect ne leur a pas paru se modifier sensiblement suivant que le soleil est plus ou moins haut sur l'horizon, ce qui exclueraitl'hypothèse d'une origine tellurique de ces raies.

M. Jewell, au contraire, voit dans ces trois raies solaires des raies dues à l'absorption de la vapeur d'eau atmosphérique.

M. Schuster, après avoir rappelé ses anciens travaux sur le spectre de l'oxygène, signale l'importance de la question soulevée par MM. Runge et Paschen et engage les astronomes favorisés par un climat convenable à en poursuivre la solution définitive.

E. Bouty.

THE PHYSICAL REVIEW;

T. IV, fasc. 5 (mars-avril 1897).

B.-E. MOORE. — The lead cell (Les accumulateurs au plomb). — P. 353-374.

La théorie chimique des accumulateurs repose soit sur la considération des gaz occlus, soit sur celle du sulfate de plomb. L'auteur adopte la seconde manière de voir, et admet que la réaction chimique qui prend naissance dans les accumulateurs est représentée par l'équation :

$$PbO^2 + 2SO^4H^2 + Pb + Aq = 2PbSO^4 + Aq + 87.000 \text{ cal.}$$

Il cherche alors l'explication des phénomènes dans la théorie des ions, et obtient, pour la variation d'énergie utilisable correspondant à une transformation élémentaire, une formule compliquée dans laquelle s'introduisent l'entropie et la concentration des molécules non dissociées et de l'eau, à la cathode et dans le reste de la solution, grandeurs dont l'évaluation ne paraît pas des plus aisées ; l'auteur ne tire aucune conséquence de cette formule.

La partie expérimentale qui forme le chapitre second de ce travail, ne semble avoir que peu de relations avec la partie théorique qui précède. On y étudie les courbes de charge et de décharge d'un accumulateur, déjà formé, par des courants d'intensité variables depuis 10 jusqu'à 40 ampères, en s'attachant surtout aux premiers instants de la charge ou de la décharge.

A noter cette observation qu'un accumulateur s'échauffe pendant la charge et se refroidit pendant la décharge, d'où résulte que la force électromotrice d'un accumulateur chargé doit augmenter avec la température.

L. Houllevigue.

E.-L. NICHOLS et J. CLARKE. — The influence of a static charge of electricity upon the surface tension of water (Influence d'une charge électrostatique sur la tension superficielle de l'eau). — P. 375-387.

L'écoulement d'un liquide électrisé a été étudié par Nollet (1749), Beccaria (1772), Carmoy (1788), Singer (1814), Faraday, Draper (1845), Tate (1861), Van der Mensbrugghe (1870). Les auteurs du présent mémoire mettent les actions observées sur le compte d'une modification de la tension superficielle. Cette manière de voir paraît bien problématique ; en tout cas, les effets connus peuvent tous s'interpréter en faisant intervenir la pression électrostatique $2\pi\mu^2$ due à la densité superficielle μ des charges électrostatiques. Par exemple une goutte sphérique de rayon R, dont la pression intérieure est $p = \frac{2A}{R}$ aura, si elle est portée au potentiel V, une pression :

$$p_1 = \frac{2A}{R} - 2\pi\mu^2 = \frac{2A}{R} - \frac{qV^2}{8\pi R^4};$$

l'effet apparent sera donc le même que si la tension superficielle avait diminué, mais cependant on ne pourra pas poser $p_1 = \frac{2A'}{R}$, A′ étant une constante indépendante de R.

D'une façon générale, si on porte un liquide de forme et de volume déterminé à des potentiels croissants V, la diminution de tension intérieure, c'est-à-dire la diminution apparente de tension superficielle, sera proportionnelle à V^2. Telle est à peu près la loi de variations qui est donnée dans le présent mémoire. La tension superficielle varierait depuis 72,5 pour le potentiel zéro, jusqu'à 54,5 pour le potentiel 10.000 volts. Les auteurs se sont placés, d'ailleurs, dans des conditions assez compliquées : on déduit la variation de A des variations de poids des gouttes d'eau qui s'écoulent par un orifice capillaire relié à un vase plein d'eau qu'on électrise avec une machine de Holtz ; les potentiels sont mesurés à l'aide d'une sorte d'élec-

troscope de Hanley perfectionné. Pour évaluer la température des gouttes liquides, on les fait tomber sur une soudure d'un couple thermoélectrique, assez rapproché de l'orifice d'écoulement pour que la goutte rencontre la soudure au moment où elle vient de se détacher. Or, dans ces conditions, il doit se produire des attractions électrostatiques entre la goutte électrisée et le fil conducteur qui l'avoisine. C'est sans doute à ces attractions qu'il faut attribuer les effets suivants, décrits dans le mémoire : pour de faibles potentiels, la goutte prend la forme conique ; pour des potentiels plus grands, elle se sépare en trois et quelquefois quatre cônes semblables, dont le sommet laisse échapper un mince filet de liquide ; ces cônes peuvent d'ailleurs être animés d'un mouvement vibratoire et se déplacer sur le pourtour de l'orifice d'écoulement : il ne semble pas que des mesures capillaires réalisées dans ces conditions méritent une grande confiance.

L. Houllevigue.

W.-S. FRANKLIN. — On the mechanical conceptions of electricity and magnetism (Une conception mécanique de l'électricité et du magnétisme). — P. 388-399.

La figuration mécanique proposée dans ce mémoire ressemble assez à celle de Lodge. En voici les éléments principaux :

L'éther est constitué par deux espèces de particules, les unes positives, les autres négatives tournant en sens contraire autour d'un axe parallèle à la force magnétique au point considéré. Seules, les particules de nature contraire sont reliées entre elles d'une manière telle que, si l'on vient à faire tourner l'une d'elles, l'autre restant immobile, il se produit un couple proportionnel à l'angle de torsion. Dans un champ électrostatique, les molécules positives sont en outre déplacées dans le sens du champ, les molécules négatives en sens contraire.

L'auteur applique cette conception à l'explication des principaux phénomènes électriques et magnétiques, en particulier à l'excitateur de Hertz ; ce dernier est étudié d'une façon purement qualitative, et l'auteur y énonce de plus certaines propositions qui semblent être, au fond, des hypothèses supplémentaires.

L. Houllevigue.

C. BARUS. — On a possible development of the idiostatic electrometer (Essai d'amélioration de l'électromètre idiostatique). — P. 400-404.

M. Barus a réalisé l'électromètre absolu de Lord Kelvin avec le dispositif suivant : Les plateaux en regard sont verticaux ; le plateau mobile, qu'entoure l'anneau de garde, est soutenu par une double suspension bifilaire; quand on électrise le système, il est attiré jusqu'à ce que son poids, l'action électrique et la tension du bifilaire se fassent équilibre. Pour obtenir la sensibilité maxima, le plateau mobile est rendu aussi léger que possible (lame de mica argentée sur les deux faces), et on apprécie ses déplacements à l'aide du réfractomètre de Michelson (déplacement des franges d'interférence). En évaluant le 10e de frange, on pourrait obtenir une mesure au 100e de volt ; mais il ne semble pas que les oscillations accidentelles de l'appareil aient permis à l'auteur de pousser la précision jusqu'à ce point.

L. Houllevigue.

A.-W. DUFF. — Empirical formulæ for viscosity as a function of temperature (Formules empiriques pour représenter la viscosité en fonction de la température). — P. 404-410.

Aucune des formules proposées ne représente convenablement la variation de la viscosité η en fonction de t, principalement pour les corps dont la viscosité varie rapidement, comme l'alcool isobutylique, l'alcool amylique, le diméthyl-éthylcarbinol et l'eau. En construisant pour ces corps la courbe qui représente la sous-normale de η en fonction de t, on obtient dans tous les cas une parabole, convexe vers l'axe des t en des points soit réels (eau), soit imaginaires (glycérine, alcools amylique et isobutylique, diméthyl, l'éthylcarbinol, mercure). D'où la formule :

$$-\eta \frac{dt}{d\eta} = a + bt + ct^2,$$

qui s'intègre dans le premier cas sous la forme :

$$\eta = C \left(\frac{t + \alpha}{t + \beta}\right)^n$$

et dans le second :

$$\eta = Ca^{-\frac{1}{\tan g\, \alpha\, (t + \beta)}}.$$

Il semble, d'après les tableaux contenus dans ce mémoire, que ces formules se prêtent à une représentation très précise de η.

L. HOULLEVIGUE.

WIEDEMANN'S ANNALEN ;

T. LX, n° 3, 1897.

NICHOLS. — Quarz gegen Strahlen grosser Wellenlange... — RUBENS et NICHOLS. Wärmestrahlen... Mémoires publiés dans la *Physical Review* (V. *Journal de phys.*, t. VI, p. 212).

F. KOHLRAUSCH. — Ueber ein thermometer für sehr tiefe temperaturen und über Wärmeausdehnung des Petroläthers (Sur un thermomètre pour les très basses températures et sur la dilatation de l'éther de pétrole). — *Wied. Ann.*, t. LX, p. 463-467.

L'auteur s'est proposé de construire un thermomètre à tige pouvant servir même à la température de l'air bouillant ; il a employé comme liquide un mélange de carbures d'hydrogène connu sous le nom d'*éther de pétrole*. Ce mélange ne se solidifie pas à — 190°, mais il devient légèrement visqueux, ce qui nécessite pour la construction du thermomètre des précautions spéciales qui sont développées avec soin. Ce thermomètre, une fois construit, a servi à déterminer la dilatation apparente de l'éther de pétrole dans le verre. Les expériences ont été faites entre 31° et — 190°. On a trouvé que le volume de l'éther de pétrole à — 188° n'est que les $\frac{4}{5}$ de son volume à 0°, et les $\frac{3}{4}$ de son volume à 30°.

Si on excepte les gaz et les liquides au voisinage de leur point critique, cette variation de volume est la plus grande qui ait été observée jusqu'ici : le mercure en effet ne se dilate que de 1/14 entre — 40° et + 360° ; sous une pression de 3.000 atmosphères, M. Amagat n'a observé pour l'eau qu'une diminution de volume de 1/10.

L'auteur a également employé l'amylène, mais ce corps devient plus rapidement visqueux que l'éther de pétrole.

L. MARCHIS.

E. DORN et B. VOLLMER. — Ueber die Einwirkung von Salzsäure auf metallisches Natrium bei niederen Temperaturen (Sur l'action de l'acide chlorhydrique sur le sodium métallique aux basses températures). — P. 468-478.

M. Raoul Pictet a annoncé qu'à — 80° l'acide chlorhydrique n'avait aucune action sur le sodium métallique, alors qu'à la température ordinaire il se produit au contact des deux corps une réaction violente. Les auteurs ont repris l'étude de cette question.

1° *Conductibilité électrique de l'acide chlorhydrique.* — Elle a été mesurée entre 18°,2 et 82°,2 par la méthode de Kohlrausch : le terme de comparaison est une dissolution contenant 1,56 0/0 de LiCl dissous dans de l'alcool méthylique. On parvient aux résultats suivants :

t	+ 18°	0°	— 20°	— 40°	— 60°	— 80°
$\lambda \times 10^8$	6.864	5.065	3.275	1.801	744,2	203,6

2° *Coefficient de frottement.* — Si on admet l'hypothèse de la dissociation d'Arrhenius, on peut conclure de la diminution de la conductibilité électrique de l'acide chlorhydrique, lorsque la température s'abaisse, ou bien qu'il y a diminution du nombre des molécules dissociées, ou bien que le transport des ions se fait plus difficilement dans ces conditions. Si on admet que le frottement intérieur constitue en quelque sorte une mesure de cette résistance au mouvement, on doit attendre de son étude des renseignements précieux. On trouve que, pour la dissolution de LiCl, quand la température s'abaisse, le frottement intérieur augmente de 8,9 fois sa valeur : l'augmentation du frottement est comparable à celle de la résistance (elle augmente de 8,2 fois sa valeur). Pour l'acide chlorhydrique, on trouve que, quand la température s'abaisse, le frottement intérieur augmente beaucoup plus rapidement que la résistance (55 fois sa valeur pour le frottement, au lieu de 35 fois sa valeur pour la résistance). Il est donc probable que l'augmentation de la résistance est plutôt due à l'accroissement de résistance au mouvement des ions qu'à la diminution de la dissociation.

3° *Force électromotrice de l'élément* Na | HCl | Pt. — Les auteurs indiquent la manière de préparer cet élément sans qu'il y ait danger d'explosion : les mesures sont faites par comparaison avec un Latimer Clark au moyen de l'électromètre de M. Mascart.

On a en même temps mesuré la force électromotrice d'un élément Zn | HCl | Pt dont les deux électrodes sont placées dans des vases

différents reliés par un siphon de manière à pouvoir refroidir séparément ces deux électrodes. On est parvenu aux résultats suivants :

Latimer Clark..........	12°,6	1,436 volts
Na | HCl | Pt...........	— 80°	3,018 —
Zn | HCl | Pt...........	13°	1,450 —
Zn à — 80° | HCl | Pt à 13°.................		1,172 —
Zn à — 80° | HCl | Pt à — 80°..............		1,187 —
Zn à 13° | HCl | Pt à — 80°..............		1,479 —

On voit donc que : dans l'élément Zn \| HCl \| Pt le refroidissement du zinc abaisse la force électromotrice, tandis que le refroidissement du platine l'élève. D'autre part, malgré l'abaissement de la température, la force électromotrice de l'élément Na \| HCl \| Pt a une valeur notable.

Les auteurs en concluent qu'il y a réellement action de l'acide chlorhydrique sur le sodium à — 80°. Ils essaient de concilier ce fait avec les observations de M. Pictet par l'introduction de ce qu'ils appellent avec Nernst la *pression de dissolution* du sodium : ce serait cette dernière qui, ayant à — 80° une valeur encore assez grande, masquerait l'action chimique.

L. Marchis.

G. BRANDES et E. DORN. — Ueber die Sichtbarkeit der Röntgenstrählen (Sur la visibilité des rayons Röntgen). — P. 478-490.

Les rayons X émis par un tube de Crookes où le vide est poussé très loin traversent les milieux de l'œil et forment une impression lumineuse sur la rétine ; on peut projeter sur la rétine l'ombre de corps opaques de faibles dimensions, comme sur l'écran fluorescent.

R. Swyngedauw.

GOLDSTEIN. — Ueber die durch Kathodenstrählen hervorgerufenen Färbungen einiger Salze (Sur les colorations de certains sels produites par les rayons cathodiques). — P. 491-499.

Certains sels (NaCl, KBr, etc.) sont placés à l'intérieur d'un tube de Crookes et sont directement frappés par les rayons cathodiques ; on change de temps en temps la surface exposée au rayonnement : les

sels se colorent, NaCl en brun foncé, KBr en bleu foncé. Lorsque le sel est coloré, on le fait passer dans un prolongement latéral du tube qu'on enlève par un coup de chalumeau.

Ces colorations disparaissent avec le temps, lentement dans l'obscurité, plus rapidement à la lumière du jour. La disparition de la couleur est considérablement hâtée par une élévation de température. Maintenu dans l'obscurité et à la température ordinaire, le sel conserve sa couleur pendant des mois ; à la lumière du jour KBr, par exemple, redevient blanc au bout de quelques jours ; si on élève sa température à 90°, même dans l'obscurité, il perd toute coloration au bout de sept minutes. La durée de persistance des colorations dépend des substances.

R. SWYNGEDAUW.

P. DRUDE. — Anomale electrische Dispersion von Flüssigkeiten (Dispersion électrique anomale des liquides). — *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 1 ; 1896.

Electrische Anomalie und chemische Constitution (Anomalie électrique et constitution chimique). — P. 500-509.

Certains liquides ont, pour les ondes électriques, une absorption incomparablement plus grande que celle qui correspond à leur conductibilité. La glycérine montre, pour des ondes de période convenable, une absorption égale à celle d'une solution de sulfate de cuivre 6 000 fois plus conductrice. Cette absorption anomale, lorsqu'elle se produit, est toujours accompagnée d'une dispersion anomale, c'est-à-dire d'une diminution de l'indice de réfraction électrique, quand la fréquence des vibrations augmente. On a trouvé les indices suivants pour deux liquides qui présentent cette anomalie :

Fréquences.	Indice de la glycérine.	Indice de l'alcool amylique.
$N = 400.10^6$ (petit excitateur)	$N = 5,04 \pm 3$ 0/0	$N = 2,34$
$N = 150.10^6$ (grand excitateur)	$N = 6,24$	$N = 3,03$

Quels sont les corps qui présentent cette *anomalie électrique ?* — Précisons d'abord la question : nous cherchons les corps ayant, pour les ondes électriques de 75 centimètres de longueur d'onde dans l'air (ou pour les ondes de longueur d'onde inférieure), une absorption hors de proportion avec leur conductibilité. Il suffit d'étudier l'absorption, l'expérience ayant prouvé que la dispersion anomale

l'accompagne toujours. M. Drude a utilisé pour cela un appareil que je ne décrirai pas en détail; il se compose en principe de deux fils parallèles à 2 centimètres de distance (dispositif Lecher) qui, finalement, viennent aboutir à deux petits fils de platine soudés à travers la paroi d'un ballon de verre de 1/4 de centimètre cube, et se terminant l'un en face de l'autre. On remplit le ballon de la substance à étudier: la résonance, précédemment réglée, cesse si le corps que contient le ballon présente une absorption anomale.

Les alcools, surtout ceux qui ont un poids moléculaire élevé, les acides gras, le phénol, sont absorbants. Les aldéhydes, la benzine et tous les hydrocarbures, les éthers, ne présentent aucune absorption. La conclusion générale est que *tous les corps dont la molécule contient un oxhydrile* OH (l'eau exceptée) *ont une absorption anomale*. On a pu appliquer le procédé à la recherche de la constitution chimique de certains composés. Le reste AzH^2 paraît communiquer aussi la propriété de l'absorption anomale: l'aniline, par exemple, la possède. Le reste CAz la communique à un faible degré.

B. Brunhes.

E. WIEDEMANN et G.-C. SCHMIDT. — Ueber sogenannte Interferenzflächen an der Kathode und die electrostatische Abstossung der Kathodenstrahlen (Sur les prétendues surfaces interférentielles de la cathode et la répulsion électrostatique des rayons cathodiques). — P. 510-518.

Si un tube à vide porte deux cathodes suffisamment rapprochées, les troisièmes couches lumineuses (suivant la dénomination de M. Goldstein), qui entourent chacune d'elles, peuvent se toucher ou se couper, l'intersection est alors particulièrement brillante. D'après M. Jaumann [1], les surfaces d'intersection sont dues à l'interférence des rayons cathodiques. Les auteurs ne partagent pas cette manière de voir et appellent ces surfaces, qui parfois se réduisent à des lignes, *images d'addition* (Summation-gebilde).

On ne peut attribuer la formation de ces surfaces lumineuses à un phénomène d'interférence des rayons cathodiques, parce que ces soi-disant surfaces interférentielles se produisent (par la raréfaction) longtemps avant que les rayons cathodiques aient une longueur appréciable. Les auteurs répètent une expérience, que M. Jaumann avait donnée à l'appui de sa théorie, sans retrouver les mêmes résultats

---

[1] Jaumann, *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 147; 1896.

que ce dernier. M. Jaumann avait trouvé notamment que, si on réunissait deux cathodes planes placées parallèlement en face l'une de l'autre par un fil, on observait la surface interférentielle si on amenait une décharge disruptive au milieu du fil; cette surface disparaissait si la décharge était amenée en un point différent, de façon que la décharge eût à parcourir une longueur de fil différente pour parvenir à chaque cathode. Les auteurs ont montré que le point d'arrivée de la décharge est indifférent pourvu que les fils soient bien isolés.

La répulsion électrostatique des rayons cathodiques observée par M. Jaumann ne serait qu'apparente.

La présence d'un corps électrisé ou d'un conducteur change réellement la direction des rayons cathodiques, mais ce dernier fait n'est que le corollaire d'une modification dans le champ électrostatique du tube, introduite par le corps électrisé ; on constate en effet que le point d'émission des rayons cathodiques change, ce qui entraîne naturellement un changement de direction.

R. SWYNGEDAUW.

W. KONIG. — Ein electromagnetischer Rotationsapparat. (Un appareil de rotation électromagnétique). — P. 519.

E.-H. LOOMIS. — Gefrierpunkt... (3ᵉ mémoire), publié dans la *Physical Review* (V. *J. de Phys.*, ce volume, p. 211).

Nous donnons plus loin (p. 335 et 336) l'analyse des deux premiers mémoires de Loomis sur la question.

E.-H. LOOMIS. — Ueber das specifische Gewicht und das electrische Leitungsvermögen der Normallösungen von Natrium und Kaliumhydroxyd, von Salzsäure, Schwefelsäure, Salpetersäure und Oxalsäure [Sur le poids spécifique et la conductibilité électrique des dissolutions normales de NaOH, KOH, HCl, SO^4H^2, AzO^3H et $(COOH)^2$]. — P. 547-551.

L'auteur décrit avec soin les modes de préparation des dissolutions normales (contenant une demi-molécule par litre) des corps indiqués ci-dessus. Il prépare directement par pesées une liqueur normale de CO^3Na^2 et une liqueur normale de $(COOH)^2$: ces deux liqueurs normales servent à titrer les autres dissolutions. Le poids spécifique a été déterminé à 18°, par la méthode du pycnomètre de Sprengel. La conductibilité électrique a été obtenue par la méthode de Kohlrausch : les mesures ont été faites à 18°.

Les résultats obtenus sont consignés dans la table suivante :

Nom de la combinaison.	Poids spécifique à 18° rapporté à l'eau à 4°.	Conductibilité électrique rapportée au Hg à 4° C = K K × 10^7.
NaOH	1,0418	145
KOH	1,0481	170
HCl	1,0165	279
AzO^3H	1,0324	278
$\frac{1}{2}$ SO^4H^2	1,0306	183
$\frac{1}{2}$ $(COOH)^2$	1,0199	55

L. Marchis.

Ferd. BRAUN. — Ueber ein Verfahren zur Démonstration und zum Studium des zeitlichen Verlaufes variabler Ströme (Sur un procédé de démonstration et d'étude de la variation avec le temps des courants variables). — P. 552-559.

On se sert de la déviation des rayons cathodiques sous l'action des forces électromagnétiques créées par une petite bobine traversée par le courant à étudier.

Les rayons cathodiques émis par une cathode plane traversent un trou de 2 millimètres de diamètre percé dans un diaphragme placé à l'intérieur du tube et tombent sur un écran fluorescent F placé également à l'intérieur.

Si on place la petite bobine sur le tube de Crookes à l'endroit du diaphragme, de façon que l'axe de la bobine soit perpendiculaire à l'axe du tube, la tache fluorescente se déplacera sur l'écran F d'une quantité d'autant plus grande que l'intensité du courant est plus considérable. L'auteur étudie de cette manière le courant variable d'un alternateur et d'une bobine de Ruhmkorff. Il n'y a pas de retard sensible dans la déviation.

R. Swyngedauw.

W. VOIGT. — Ueber die Lage der Absorptionsbüschel in zweiaxiger pleochroïschen Krystallen (Situation des houppes d'absorption dans les cristaux biaxes pléochroïques). — P. 560-563.

Les houppes que l'on voit en regardant une surface éclairée à travers une lame normale à l'un des axes optiques sont souvent perpendiculaires au plan des axes optiques ; mais ce n'est pas une loi

générale. La théorie de l'auteur, dans laquelle il considère un ellipsoïde d'absorption entièrement distinct de l'ellipsoïde de Fresnel, lui a fait prévoir que tout un groupe de cristaux monocliniques et que tous les cristaux tricliniques ne sont pas soumis à cette règle. Il a constaté en effet pour l'*axinité* (1), cristal triclinique, une dissymétrie très nette des houppes par rapport au plan des axes optiques.

A. COTTON.

P. GLAN. — Theoretische Untersuchungen über elastiche Körper und Licht (Recherches théoriques sur les corps élastiques et la lumière). — *Wied. Ann.*. I à IV : t. LV, pp. 302-337, 432-452, 582-598 ; 1895 ; V, VI, VII (Théorie des Lichtes als Wellenbewegung der gewöhnlichen Körper), t. LVI, p. 509-533 ; 1895. — t. LVII ; pp. 112-138, 604-635 ; 1896 ; — VIII et IX (Schwache Absorption von übervioletten Licht), t. LVIII, p. 131-153 ; 1896, t. LIX, pp. 155-179 ; 1896 ; X (Starke Absorption), t. LIX, p. 401-416 ; 1896 ; — t. LX p. 564 ; 1897.

Très long mémoire (à signaler le fait que les équations générales de l'élasticité y sont écrites avec la notation des quaternions) où sont étudiées les perturbations apportées aux ondes élastiques par le fait de la conductibilité calorifique des corps. L'équation sur laquelle repose une suite très étendue de déductions est une équation reliant le coefficient d'absorption d'une onde à la conductibilité du corps. On applique cette équation aux ondes lumineuses, et l'on compare la formule à l'expérience, en considérant des radiations variant depuis la longueur d'onde des radiations calorifiques émises par les corps froids, jusqu'à celle des rayons Röntgen. L'accord est loin d'être parfait. Et, d'ailleurs, la formule fût-elle correcte, il resterait à démontrer qu'elle est applicable au cas des ondes lumineuses : deux points qui sont au moins contestables (2).

B. BRUNHES.

E.-H. LOOMIS. — Ueber ein exacteres Verfahren bei der Bestimmung von Gefrierpunktserniedrigungen (Sur une détermination plus exacte des abaissements des points de congélation). — Premier Mémoire (*Wied. Ann.*, t. LI, p. 500 ; 1894).

L'auteur commence par faire remarquer les divergences qui existent entre les nombres donnés par les divers expérimentateurs

(1) Cf. CAMICHEL, *Journal de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 149 ; 1895.
(2) Voir BRUNHES, *Journal de phys*, 3e série, t. VI, p. 289.

pour l'abaissement du point de congélation d'une solution à 3,3 0/0 de sucre de canne dans l'eau. Il fait ressortir les diverses causes d'erreur qui existent dans les divers appareils employés, et en particulier dans celui de Beckmann : il insiste sur l'inconvénient qu'il y a à mettre l'éprouvette contenant la dissolution à étudier, en contact immédiat avec le mélange refrigérant destiné à abaisser la température de cette dissolution. Dans ces conditions, on se trouve en présence d'une double difficulté : ou bien on laisse se former sur les parois de l'éprouvette à dissolution une couche de glace homogène et compacte, ou bien on ne produit dans la dissolution que quelques petits cristaux de glace. Dans le premier cas, la couche de glace garantit le reste de la dissolution contre l'action du mélange réfrigérant, la dissolution prend sa véritable température de congélation : mais le dépôt de glace, dépendant de l'état de la surface du vase et de l'agitation de la dissolution, produit une augmentation variable de la concentration de la dissolution, d'où une correction très incertaine. Cette correction est négligeable quand on opère comme dans le second cas : mais alors, par suite de l'action du mélange réfrigérant, on trouve un abaissement du point de congélation qui est certainement trop grand. L'auteur remédie de la manière suivante à cette cause d'erreur : la dissolutition à étudier est séparée du mélange réfrigérant par une double paroi de verre et par une couche d'air ; de plus, la température du mélange réfrigérant employé n'est inférieure que de 0°,3 à la température de congélation de la dissolution étudiée. Enfin, pour éviter la correction relative à la variation de concentration de la dissolution, au moment du dépôt de glace, on ne donne naissance qu'à quelques petits cristaux de glace.

La deuxième partie du mémoire est consacrée à la description minutieuse et de l'appareil employé et du mode opératoire.

L. Marchis.

E.-H. LOOMIS. — Ueber den Gefrierpunkt verdünuter wässeriger Lösumgen (Sur le point de congélation des dissolutions aqueuses étendues). — Deuxième Mémoire *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 495; 1896).

L'auteur, à l'aide de sa méthode, obtient les résultats suivants :

1° L'abaissement moléculaire du point de congélation croît d'une manière continue avec la dilution. Le $MgCl^2$ et le HCl présentent toutefois un minimum;

2° Si on porte en abscisses les concentrations (nombre de molécules-gramme par litre), et en ordonnées les valeurs des abaissements moléculaires, on a des courbes qui tournent toutes plus ou moins leurs concavités vers le haut;

3° Les électrolytes étudiés semblent se partager en deux groupes :

Premier groupe. — Sels neutres d'acides monobasiques :

$NaCl$, KCl, HCl, AzH^4Cl, $KAzO^3$, $NaAzO^3$, AzH^4AzO^3.

Deuxième groupe. — Sels de radicaux basiques ou acides bivalents :

$MgCl^2$, $BaCl^2$, $MgSO^4$, H^2SO^4, Na^2SO^4, K^2SO^4, Na^2CO^3, K^2CO^3.

Dans le second groupe, les abaissements moléculaires correspondant à une même concentration sont notablement plus grands que dans le premier : de plus, les courbes du second groupe ont une courbure plus prononcée que celles du premier, qui sont sensiblement des lignes droites;

4° Dans chaque groupe, les courbes convergent très rapidement les unes vers les autres, de manière à donner pour un même groupe sensiblement le même point de congélation avec les dilutions extrêmement grandes.

L. Marchis.

J. WESTMAN. — Bidrag till kännedom om järglansens magnetism (Contribution à la connaissance du magnétisme du fer oligiste). — *Upsala Universitets Årsskrift*; 1896.

Ce mémoire, écrit en Suédois, est accompagné d'un résumé en français relatif aux résultats principaux des recherches physiques sur le fer oligiste de Kragerö. Ce minéral existe en cristaux de grandes dimensions appartenant à la forme rhomboédrique du système hexagonal. D'après Rammelsberg (1), leur composition est la suivante :

TiO^2	3,55
Fe^2O^3	93,63
FeO	3,26

Leur poids spécifique est 5,2.

Leurs coefficients de dilatation principaux α_a parallèle à l'axe,

(1) Rammelsberg, *Pogg. Ann.*, CIV, p. 529.

α_c normal à l'axe, ont, d'après Bäckström [1], les valeurs suivantes :

Température	α_a	α_c
0°	0,0000076109	0,0000076918
50	81010	88918
100	85911	100918

D'après le même auteur, le rapport des conductibilités calorifiques principales est :

$$\frac{K_c}{K_a} = 1,11.$$

La résistance électrique d'un parallélipipède, dont la longueur et la section sont 1 centimètre et 1 millimètre carré, a pour valeurs principales W_a, W_c:

Température	W_a	W_c	$\frac{W_c}{W_a}$
0°	43,05	82,25	1,911
50	24,96	44,37	1,779
100	15,78	26,26	1,664

La force thermoélectromotrice entre les surfaces terminales de deux parallélipipèdes prismatiques, dont les axes de figure sont parallèles ou perpendiculaires à l'axe cristallographique, est de 0,000 0259 volt par degré de température.

Enfin, les expériences propres de l'auteur, effectuées dans des champs de 0 à 72 C. G. S., montrent :

1° Que le fer oligiste de Kragerö est paramagnétique dans toutes les directions ;

2° Qu'il a une force coercitive assez grande ;

3° Que le vecteur I de magnétisation n'a pas en général la même direction que le champ magnétique ;

4° Que dans les champs intenses, les axes cristallographiques secondaires de première espèce sont équivalents à ceux de seconde espèce ;

5° Que la susceptibilité magnétique dans la direction de l'axe principal ne dépasse pas quelques centièmes de la susceptibilité dans le plan de symétrie ;

6° Que la susceptibilité magnétique dans le plan principal de symétrie est un ou deux millièmes de la susceptibilité du fer ordinaire.

R.

---

(1) Bäckström, *Ofvers. af kongl. vet. ak Förh*, p. 533 et 553 ; 1888; et p. 545 ; 1894.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique ;

7e série, t. XI ; mai 1897.

BERTHELOT. — *Recherches sur l'hélium*, p. 15.

BERTHELOT. — *Remarques sur les chaleurs spécifiques des gaz élémentaires et sur leur constitution atomique*, p. 27.

BERTHELOT. — *Nouvel appareil pour l'application de l'analyse spectrale à la reconnaissance des gaz*, p. 43.

H. HÉLIER. — *Théorie des combinaisons de gaz*, p. 77.

J. MACÉ DE LÉPINAY. — *Sur une nouvelle détermination de la masse du décimètre cube d'eau distillée, privée d'air, à son maximum de densité*, p. 102.

Philosophical Magazine ;

5e série, XLIII ; mai 1897.

F.-L. WADSWORTH. — *Sur le pouvoir résolvant des télescopes et des spectroscopes pour des lignes de largeur finie*, p. 317.

LORD RAYLEIGH. — *Sur la mesure des courants alternatifs au moyen d'une aiguille de galvanomètre disposée obliquement ; Méthode pour mesurer l'angle de déviation*, p. 343.

J. TROWBRIDGE et TH.-W. RICHARDS. — *Température et résistance ohmique des gaz pendant la décharge électrique oscillatoire*, p. 349.

G.-J. STONES. — *Sur une prétendue preuve d'un théorème dans le mouvement des ondes*, p. 368.

R. APPLEYARD. — *Cohérences liquides et conducteurs mobiles*, p. 374.

TH.-W. RICHARDS et J. TROWBRIDGE. — *Effet de l'intensité du courant sur la conductibilité des électrolytes*, p. 376.

J. TROWBRIDGE. — *Conductibilité électrique de l'éther*, p. 378.

W.-B. MORTON. — *Effet de la capacité sur les ondes électriques stationnaires dans les fils*, p. 383.

The Journal of physical Chemistry ;

T. I, n° 8 ; mai 1897.

S.-F. TAYLOR. — *Etudes sur les lois de masse*, p. 461.

D. MAC INTOSH. — *Solubilité et point de congélation*, p. 474.

J.-M. TALMADGE. — *Sur l'iodure de potassium et de plomb*, p. 493.

Wiedemann's Annalen ;

T. LX, n° 4 ; 1897.

M. PLANCK. — *Sur les oscillations électriques qui sont produites par résonance et amorties par le rayonnement*, p. 577.

W. NERNST. — *Sur l'emploi d'oscillations électriques rapides pour la disposition d'un pont*, p. 600.

F.-J. Smale. — *Évaluation des constantes diélectriques de quelques dissolutions salines par la méthode électrométrique*, p. 625.

H. Starke. — *Sur une méthode pour l'évaluation des constantes diélectriques des corps solides*, p. 629.

M. W. Hoffmann. — *Quelques actions du champ électrique sur une lampe à incandescence*, p. 642.

W. Kaufmann. — *Sur la chaleur dégagée dans l'étincelle de décharge d'un condensateur*, p. 653.

F. Paschen. — *Sur les apparences régulières dans les spectres des corps solides*, p. 662.

H. Rubens et A. Trowbridge. — *Contribution à la connaissance de la dispersion et de l'absorption des rayons infra-rouges dans le sel gemme et la sylvine*, p. 724.

G.-C. Schmidt. — *Fluorescéine polarisée*, p. 740.

N. Schiller. — *Quelques recherches sur l'évaporation des liquides sous une haute pression*, p. 755.

P. Czermack. — *Épreuves des rayons de Röntgen dans la chambre noire à trou*, p. 760.

A. Pflüger. — *Sur les différences polaires dans les courants de Tesla et sur des tubes de Röntgen unipolaires excités par eux*, p. 768.

T. LIX, n° 5; 1897.

C.-M. Gordon. — *Sur la mesure de capacité de polarisation*, p. 1.

U. Seiler. — *Sur les oscillations dans la charge des condensateurs et leur emploi pour la mesure du potentiel de systèmes quelconques de conducteurs sur eux-mêmes*, p. 30.

C. Fromme. — *Sur l'action de secousses et d'échauffements sur le magnétisme*, p. 55.

A. Lampa. — *Sur les indices de réfraction de quelques substances pour des ondes électriques très courtes*, p. 79.

A. Voller et B. Walter. — *Communications relatives à quelques recherches avec les rayons de Röntgen*, p. 88.

A. Winkelmann. — *Sur les coefficients d'élasticité de verres de diverses compositions et leur variation avec la température*, p. 105.

J.-A. Groshanes. — *Sur les températures correspondantes pour des pressions de vapeurs égales*, p. 142.

M. Wien. — *Sur la réaction d'un système résonant*, p. 151.

R. Skutsch. — *Sur le mouvement d'une corde tendue, astreinte à passer par deux points donnés avec une vitesse constante et à vibrer transversalement dans leur intervalle avec une faible amplitude*, p. 190.

P. Volkmann. — *Sur la nécessité ou la non-nécessité de l'emploi de l'atomistique dans la science de la nature*, p. 196.

G. Jaumann. — *Régulateur sans robinet pour pompes à mercure automatiques*, p. 204.

J. Fröhlich. — *Note sur le coefficient de dilatation calorifique du marbre de Carrare*, p. 206.

H. Stadhagen. — *Recherches sur la variation de longueur de tiges de bois avec l'humidité et la température*, p. 208.

NOTE SUR LES MOTEURS ASYNCHRONES;

Par M A. POTIER.

La théorie des moteurs asynchrones à induits fermés sur eux-mêmes a été faite bien des fois depuis les travaux du regretté Ferraris et de M. Leblanc. D'après cette théorie, le rapport entre le couple C et le carré de l'intensité dans les fils induits est une fonction simple,

$$A \frac{u}{a^2 + u^2}$$

du glissement u, c'est-à-dire de la différence de vitesse entre la partie mobile et le champ tournant ; A et a étant des constantes spécifiques de la machine. Le couple ne pourrait donc s'annuler que si $u = o$, être négatif que si $u < o$, c'est-à-dire que le moteur ne peut être transformé en générateur que si on le fait tourner plus vite que le champ et qu'à vide il doit tourner avec la même vitesse.

Cependant plusieurs observateurs, entre autres M. Boucherot [1], ont eu entre les mains des machines qui pouvaient à vide marcher soit à la vitesse normale, soit au tiers environ de cette vitesse ; plus récemment M. H. Görges, en opérant sur un moteur triphasé, installé dans des conditions spéciales, a trouvé qu'aux environs de la moitié de la vitesse normale le moteur fonctionnait comme aux environs de la vitesse théorique à vide ; c'est-à-dire faisait frein quand sa vitesse était supérieure, et avait un régime stable pour une vitesse moitié de celle du champ tournant.

Ces anomalies n'ont pas été expliquées par les expérimentateurs qui les ont signalées; on se propose de montrer que la distribution des enroulements polyphasés, inducteurs ou primaires, et des enroulements induits, ou fermés sur eux-mêmes, est la cause des phénomènes observés. La production des champs tournants par les courants polyphasés, si heureusement expliquée par la théorie de Ferraris, doit être interprétée autrement lorsqu'il s'agit de moteurs multipolaires, si fréquents aujourd'hui : ce complément est, d'ailleurs, un préambule nécessaire à l'étude du rôle joué par la répartition des enroulements.

---

(1) Société Internationale des Électriciens, Mai 1894.

PREMIÈRE PARTIE

I. — L'inducteur est constitué par un anneau en fer, feuilleté, portant à sa partie interne les enroulements des diverses « phases ». Soient $2p$ le nombre des pôles, et p_1 celui des phases; la circonférence de l'anneau (supposée développée dans le diagramme en AB), étant divisée en $2p$ parties de longueur L, les champs magnétiques produits dans l'entrefer par le passage d'un courant dans l'un des enroule-

a a_1 a_2 b b_1 b_2 c d

+++++ ----- +++++ -----

A ←-----L-----→ B

Armature

ments occupent chacun une longueur L, et sont alternativement dirigés dans un sens et dans l'autre. Si *abc* sont les points où le sens du champ se renverse, ou points neutres, l'enroulement doit comporter un certain nombre de fils, perpendiculaires au plan du tableau, distribués symétriquement par rapport à ces points neutres, et dans lesquels le courant passant, par exemple, d'arrière en avant au voisinage des points a, c, passera d'avant en arrière dans les fils voisins de b, d (marqués —) ; la manière dont sont faites les jonctions de ces fils sur les surfaces antérieures et postérieures de l'anneau est indifférente. Sous l'influence d'un courant 1, le champ dans l'entrefer aura une intensité variable $f(x)$ avec la distance x du point considéré au point neutre a ; $f(x)$ est une fonction périodique impaire de x, qui change de signe lorsque x augmente de L.

Les enroulements des p_1 circuits constituant les diverses phases sont identiques, seulement les points neutres, a_1, a_2 ... de ces circuits sont à des distances $\frac{L}{p_1}$, $\frac{2L}{p_1}$, $\frac{3L}{p_1}$ ... du point a ; ces divers enroulement sont parcourus par des courants alternatifs décalés les uns par rapport aux autres d'un angle $\frac{\pi}{p_1}$; si le courant qui alimente le circuit dont le point neutre est a est représenté par la formule $I_m \sin \omega_1 t$, les autres le seront successivement par les formules :

$$I_m \sin\left(\omega_1 t - \frac{\pi}{p_1}\right), \qquad I_m \sin\left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{p_1}\right) \ldots$$

Le champ magnétique produit par le courant de phase $\frac{2\pi}{p_1}$ par

exemple, est, d'après ce qui a été dit plus haut, $f\left(x - \frac{2L}{p_1}\right)$, quand le courant a l'intensité 1 ; à l'époque t ce champ, à la distance x du point a, est donc :

$$I_m \sin\left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{p_1}\right) f\left(x - \frac{2L}{p_1}\right),$$

et le champ résultant de l'ensemble des courants est

$$I_m\left[f(x)\sin\omega_1 t + f\left(x - \frac{L}{p_1}\right)\sin\left(\omega_1 t - \frac{\pi}{p_1}\right) + f\left(x - \frac{2L}{p_1}\right)\sin\left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{p_1}\right) + \dots\right].$$

On voit que si $f(x)$ est une fonction sinusoïdale, $h \sin \pi \frac{x}{L}$ —, cette expression se simplifie, car on a, d'une part,

$$\sin\frac{\pi}{L}\left(x - \frac{2L}{p_1}\right)\sin\left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{p_1}\right) = \frac{1}{2}\left[\cos\left(\omega_1 t - \frac{\pi x}{L}\right) - \cos\left(\omega_1 t + \pi\frac{x}{L} - 2.\frac{2\pi}{p_1}\right)\right]$$

et, de l'autre,

$$\cos\left(\omega_1 t + \pi\frac{x}{L}\right) + \cos\left(\omega_1 t + \pi\frac{x}{L} - \frac{2\pi}{p_1}\right) + \cos\left(\omega_1 t + \pi\frac{x}{L} - 2.\frac{2\pi}{p_1}\right) \dots$$
$$+ \cos\left(\omega_1 t + \pi\frac{x}{L} - 3.\frac{2\pi}{p_1}\right) + \dots + \cos\left(\omega_1 t + \pi\frac{x}{L} - (p_1 - 1)\frac{2\pi}{p_1}\right) = 0.$$

Le champ résultant devient

$$\frac{p_1}{2} \cdot hI_m \cos\left(\omega_1 t - \pi\frac{x}{L}\right),$$

c'est-à-dire que ce champ reste sinusoïdal, identique à lui-même, mais se déplace vers la droite avec une vitesse $\frac{L\omega_1}{\pi} = \frac{2L}{T}$, si T est la période des courants alternatifs, ou encore est un champ tournant vers la droite avec une vitesse angulaire $\frac{\omega_1}{p}$, puisque $2pL$ est la circonférence entière.

Mais on voit en même temps que si $f(x)$ n'est pas sinusoïdal, le résultat ne sera plus aussi simple ; d'après les conditions auxquelles $f(x)$ est assujetti, il est nécessairement de la forme

$$h_1 \sin\pi\frac{x}{L} + h_3 \sin 3\pi\frac{x}{L} + \dots$$

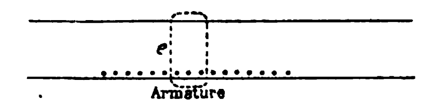
Le champ résultant sera alors

$$\frac{p_1}{2} \mathrm{I}_m \left[h_1 \cos\left(\omega_1 t - \frac{\pi x}{\mathrm{L}}\right) + h_3 \cos\left(\omega_1 t - \frac{3\pi x}{\mathrm{L}}\right) + \ldots\right]$$

et sera la superposition de champs proportionnels à h_1, h_3, h_5, tournant vers la droite avec des vitesses $\frac{\omega_1}{p_1}$, $\frac{1}{3}\frac{\omega_1}{p_1}$, $\frac{1}{5}\frac{\omega_1}{p_1}$, ...

II. — Dans ces moteurs, l'induit est fermé sur lui-même ; on peut le regarder comme formé d'un très grand nombre de barres, placées à la périphérie de l'armature, parallèlement aux fils inducteurs ; deux barres situées à la distance L étant réunies par leurs deux extrémités de manière à former un circuit de résistance r.

Soit u_2 la vitesse linéaire de ces barres correspondant à une vitesse de rotation ω_2 ; et u_1 la vitesse linéaire avec laquelle un champ sinusoïdal d'intensité $\mathcal{H} \sin \omega_1 \left(t - \frac{x}{u_1}\right)$, déterminé par des causes extérieures, se propage le long de la périphérie ; chaque barre de longueur l a une vitesse linéaire relative vers la gauche $u_1 - u_2 = u$ par rapport au champ ; elle est donc le siège d'une force électromotrice et d'un courant ; l'ensemble de ces courants, combinés avec les courants inducteurs, produit le champ réel dans l'entrefer ; on va voir que ce champ est encore un champ sinusoïdal tournant avec la vitesse u_1 ; en effet, soit $f = \mathcal{H}' \sin \left[\omega_1 \left(t - \frac{x}{u_1}\right) - \beta\right]$ ce champ, la force électromotrice induite dans une barre est le produit de l'intensité de ce champ par la vitesse u et par la longueur l de la barre ; celle-ci, associée à une barre où la force électromotrice a la même valeur relative, est le siège d'un courant $\frac{2ful}{r}$.



Pour connaître le champ produit par ces courants, il suffit de considérer un circuit fermé composé de deux lignes normales aux circonférences de l'induit et de l'inducteur, reliées par deux courbes tracées dans le fer et d'appliquer à ce contour fermé le théorème bien connu qui donne le travail de la force magnétique appliquée à un

pôle unité décrivant ce contour, en fonction de la somme des intensités des courants embrassés par le contour. Si les barres sont suffisamment nombreuses, la somme des courants embrassés est

$$\frac{2ful}{r} \cdot \frac{\Delta x}{\varepsilon}$$

ε étant l'espacement des barres, et Δx l'écartement des deux lignes normales. La perméabilité du fer étant considérable, on peut, dans l'évaluation du travail de la force magnétique sur un pôle parcourant ce circuit fermé, négliger les portions situées dans le fer; ce travail est alors $e\Delta f$, si e est l'entrefer, par suite $\frac{\Delta f_1}{\Delta x} = 4\pi . f \frac{2ul}{\varepsilon e r}$; ou sensiblement $\frac{df_1}{dx} = kuf$, k ne dépendant que de la construction de la machine; substituant la valeur de f, il vient

$$f_1 = \mathcal{H}' ku \frac{u_1}{\omega_1} \cos\left[\omega_1\left(t - \frac{x}{u_1}\right) - \beta\right]$$

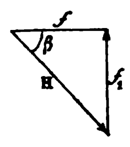
pour le champ produit par les courants induits; ce champ, ajouté au champ extérieur $\mathcal{H} \sin\left(\omega_1 t - \frac{x}{u_1}\right)$, doit donner le champ résultant f, c'est-à-dire qu'on doit avoir

$$\mathcal{H} \sin\left(\omega_1 t - \frac{x}{u_1}\right) - \mathcal{H}' ku \frac{u_1}{\omega_1} \cos\left[\omega_1\left(t - \frac{x}{u_1}\right) - \beta\right] = \mathcal{H}' \sin\left[\omega_1\left(t - \frac{x}{u_1}\right) - \beta\right],$$

ce qui est possible si

$$\mathcal{H}' = \mathcal{H} \cos\beta, \qquad \operatorname{tg}\beta = ku\frac{u_1}{\omega_1},$$

Si l'on adopte le mode de représentation usité en optique depuis



Fresnel, on dira que le champ total f est la résultante du champ f_1 produit par les courants induits (qui est en retard sur lui d'un angle droit), et du champ extérieur $\mathcal{H} \sin\left(\omega_1 t - \frac{x}{u_1}\right)$.

Ces formules ont la même forme que la formule classique : car $\frac{u_1}{\omega_1} = \frac{L}{\pi}$, et k varie en raison inverse de $r\varepsilon = \frac{r.2pL}{N}$, de sorte que

$$\operatorname{tg}\beta = u.\frac{4l.N}{per}$$

est proportionnel au glissement et en raison inverse de la résistance ([1]).

Il faut cependant noter qu'ici β est une différence de phase, et non, comme dans la théorie ordinaire des machines bipolaires, le retard angulaire ou écart de la direction du champ réel et du champ dû à l'inducteur seul, rapportés au centre de l'induit.

III. — Le couple qui sollicite l'induit est le produit du rayon par la somme des forces tangentielles afférentes à chaque barre ; or, pour chacune de celles-ci, l'intensité du champ réel est f, le courant $\frac{2ful}{r}$, la longueur l ; la force est donc $2\frac{ul^2}{r}f^2$; la somme des valeurs de f^2 est le produit du nombre N des barres par la valeur moyenne de f^2 ou $\frac{1}{2}\mathcal{H}'^2$. Si donc D est le diamètre, $\frac{1}{2}\frac{Nul^2D}{r}\mathcal{H}'^2$ sera le couple dirigé en sens contraire de u ; soit enfin $\frac{1}{2}\frac{Nul^2D}{r}\mathcal{H}^2\cos^2\beta$, ce qu'on écrira $A.\mathcal{H}^2\frac{u}{a^2+u^2}$, A et a ne dépendant que des dimensions de la machine et de la résistance des spires induites.

Si le champ produit par l'inducteur seul n'est pas sinusoïdal, il est la somme des champs $\mathcal{H}_1$, $\mathcal{H}_3$, marchant vers la droite avec les vitesses $\frac{2L}{T}, \frac{2L}{3T}, \frac{2L}{5T}$; au champ extérieur $\mathcal{H}_3$, par exemple, correspondra un champ réel f_3 et un courant induit $2u\frac{l^2}{r}f_3$; ici u est l'excès $\frac{u}{3} - u_2$ de la vitesse linéaire du champ sur celle de la machine ; le champ réel est donc $(f_1 + f_3 + f_5 \ldots)$ et le courant induit

$$\frac{2l}{r}\left[f_1(u_1 - u_2) + f_3\left(\frac{u_1}{3} - u_2\right) + \ldots\right].$$

([1]) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 204 ; 1896.

Mais la somme des forces tangentielles ou N $\times$ la valeur moyenne du produit

$$(f_1 + f_3 + f_5 \ldots) \times \frac{2l^2}{r}\left[f_1(u_1 - u_2) + f_3\left(\frac{u_1}{3} - u_2\right)\ldots\right]$$

se réduit au produit de N par la valeur moyenne de

$$\frac{2l^2}{r}\left[(u_1 - u_2)f_1^2 + \left(\frac{u_1}{3} - u_2\right)f_3^2 + \ldots\right],$$

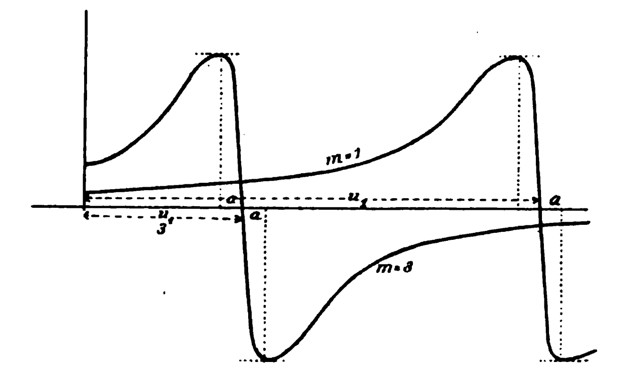
parce que la valeur moyenne d'un produit tel que $f_3.f_5$ est nulle, ces quantités étant des fonctions sinusoïdales de x de périodes différentes, $\frac{2L}{3}$ et $\frac{2L}{5}$; le couple total est donc la somme des couples qui seraient produits individuellement par chacun des champs sinusoïdaux, ou

$$C = A\left(\mathcal{H}_1^2\frac{u_1 - u_2}{a^2 + (u_1 - u_2)^2} + 3\mathcal{H}^2_3\frac{u_1 - 3u_2}{9a^2 + (u_1 - 3u_2)^2} + 5\mathcal{H}^2_5\frac{u_1 - 5u_2}{25a^2 + (u_1 - 5u_2)^2}\ldots\right).$$

Pour se rendre compte de la manière dont ce couple peut varier avec u_2, ou inversement, on remarquera que u_2 étant pris pour abscisse, et

$$y = m\frac{u_1 - mu_2}{m^2a^2 + (u_1 - mu_2)^2},$$

comme ordonnée, on a des courbes présentant les caractères sui-



vants : elles ont un centre sur l'axe des u_2 à la distance $\frac{u_1}{m}$ de l'origine ; quand u_2 s'éloigne de ce point, la valeur absolue de y croît

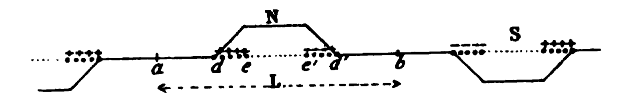
jusqu'à ce que $u_2 = \frac{u_1}{m} \pm a$, cette valeur est alors $\frac{1}{2a}$, la même pour toutes les courbes quel que soit m;

La forme de ces courbes dépend essentiellement du rapport de a à u_1. Ce rapport est assez faible dans les machines industrielles; a est d'ailleurs $\left(\text{voir plus haut la valeur de } \operatorname{tg} \beta = \frac{u}{a}\right)$ proportionnel à l'épaisseur e de l'entrefer, et en raison inverse de la somme des sections des barres induites.

On voit à leur inspection que, pour des valeurs convenables de $\frac{\mathcal{K}_2}{\mathcal{K}_1}$, le couple peut devenir négatif si u_2 est voisin de $\frac{u_1}{3} + a$.

Il suffit d'ailleurs que la courbe dont C serait l'ordonnée présente un minimum correspondant à une valeur de $u_2 < u_1$ pour que, sous l'action d'un couple résistant C_1, un peu supérieur à cette ordonnée minimum, il y ait deux vitesses de régime: une un peu inférieure à u_1, l'autre correspondant à la plus petite des abscisses des points voisins du minimum, où l'ordonnée est C_1; la plus grande de ces abscisses correspond à un régime instable, puisque dC et du_2 sont de même signe.

III.— Peu de constructeurs se sont préoccupés de produire des champs sinusoïdaux. M. Leblanc paraît seul avoir attaché quelque importance à ce détail. Il résulte du paragraphe ci-dessus que le champ sera sinusoïdal en fonction de x, quand la densité du courant rapportée à l'unité de longueur de la circonférence interne de l'anneau sera elle-même sinusoïdale. Dans la plupart des enroulements cou-



rants, on se contente de couvrir de fils équidistants une portion de la longueur L de chaque champ ; la densité de courant sera nulle du point neutre a jusqu'en d, constante de d en e, et nulle de nouveau de e en e', négative de e' en d', et enfin nulle de d' jusqu'au second point neutre b ; dans ces conditions, et avec de faibles inductions, la ligne brisée figure approximativement les variations du champ dans un entrefer mince ; si l'on pose $\alpha = \pi \frac{ad}{L}$, $\beta = \pi \frac{ae}{L}$, et que l'on prenne

pour unité l'ordonnée maximum du champ, sensiblement égale au quotient par l'entrefer du produit $4\pi ni$ ($n =$ nombre des fils de d en e, i intensité du courant), on trouve que l'ordonnée de cette ligne brisée est représentée par la série

$$\frac{L}{\pi(\beta - \alpha)} \left[(\sin\beta - \sin\alpha) \sin \frac{\pi x}{L} + \dots + \frac{\sin m\beta - \sin m\alpha}{m^2} \sin m\pi \frac{x}{L} \right],$$

où m est impair.

Si l'on considère les formes les plus usuelles :

1° Un enroulement couvre tout l'anneau : $\alpha = 0$, $\beta = \frac{\pi}{2}$,

$$\mathcal{H}_1 = -9\mathcal{H}_3 = 25\mathcal{H}_5 \dots$$

2° Un enroulement recouvre la moitié de l'anneau, et deux enroulements diphasés, tout l'anneau : $\alpha = 0$, $\beta = \frac{\pi}{L}$,

$$\mathcal{H}_1 = 9\mathcal{H}_3 = -25\mathcal{H}_5 = -49\mathcal{H}_7 = 81\mathcal{H}_9 \dots$$

3° Un enroulement couvre deux tiers de l'anneau, trois enroulements triphasés tout l'anneau deux fois

$$\mathcal{H}_1 = -25\mathcal{H}_5, \qquad \mathcal{H}_3 = 0.$$

Un enroulement couvre un tiers de l'anneau

$$2\mathcal{H}_1 = 9\mathcal{H}_3 = 50\mathcal{H}_5.$$

Dans ces enroulements, qu'on peut appeler continus, le terme $\mathcal{H}_1$ est donc largement prépondérant : il n'en est plus de même dans les enroulements réduits à un seul fil (ou un paquet de fils logés dans le même trou) par champ. Le champ se compose alors de deux régions, l'une où son intensité est uniforme, l'autre où elle est nulle. Il en est de même dans les machines à noyaux d'électro-aimants radiaux, ou à pôles saillants.

Suivant que la distance des deux fils d'une spire est

$$L, \frac{2L}{3} \text{ ou } \frac{L}{3}$$

ce qui correspond à des enchevêtrements différents sur les faces de

l'inducteur, on a

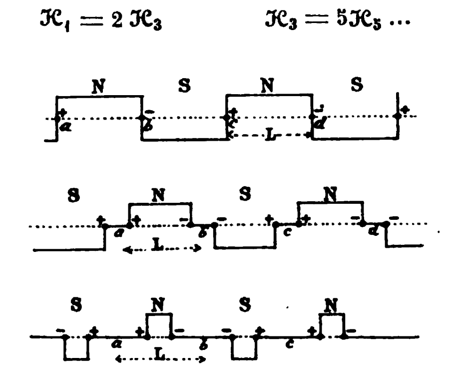
$$\mathcal{H}_1 = 3\mathcal{H}_3 = 5\mathcal{H}_5,$$

ou

$$\mathcal{H}_1 = -5\mathcal{H}_5, \qquad \mathcal{H}_3 = 0$$

ou

$$\mathcal{H}_1 = 2\,\mathcal{H}_3 \qquad \mathcal{H}_3 = 5\mathcal{H}_5 \ldots$$



Le rôle des termes $\mathcal{H}_3$ et $\mathcal{H}_5$ devient bien plus important.

Pour fixer les idées, soit $u_1 = 30a$; si l'on fait $u_2 = \frac{u_1}{3} + a = 11a$, le coefficient de $\mathcal{H}_3^2$ est $-\frac{1}{2}$, celui de $\mathcal{H}_1$ est $\frac{19}{362}$; si donc le rapport de $\mathcal{H}_1$ à $\mathcal{H}_3$ est 3, le second terme sera prédominant, et le couple sera négatif; il y aura dans ce cas une vitesse à vide stable comprise entre 10 et $11a$.

Pour compléter la théorie, il resterait à calculer la force électromotrice induite dans les circuits primaires; le résultat intéressant auquel conduit ce calcul est le suivant : Quelle que soit la forme du champ produit par le courant primaire, la rotation de l'armature engendre des forces électromotrices de même période que ce courant, pourvu que les barres ou spires induites soient assez serrées pour qu'on puisse regarder comme distribué uniformément sur la circonférence le cuivre de l'armature.

DEUXIÈME PARTIE

IV. — Les expériences de M. Görges (1) ont été faites dans des conditions toutes différentes. L'induit d'un moteur asynchrone triphasé bipolaire était recouvert de 3 enroulements à 120° l'un de l'autre, formés chacun d'une spire ou d'une série de spires voisines ; ces enroulements, au lieu d'être fermés directement sur eux-mêmes, ont une extrémité commune ; l'autre extrémité de chaque enroulement est reliée à une bague portée par l'arbre du moteur ; trois frotteurs appuient sur ces bagues et sont reliés à trois rhéostats réunis aussi par une de leurs extrémités. Ces circuits sont donc montés en étoile et ont une résistance variable à volonté, ce qui est utile pour le démarrage. Si on lève l'un des frotteurs de manière à supprimer tout courant dans l'enroulement correspondant, les deux autres sont reliés en série, et équivalent à une spire unique placée suivant leur plan bissecteur. Ainsi disposée, la machine est semblable au schéma généralement étudié par les auteurs (V. Eric Gérard ou Mascart), et cependant M. Görges a observé que cette machine était susceptible de deux vitesses de régime pour certaines charges, et pouvait même fonctionner, comme frein, à une vitesse voisine de la moitié de la vitesse théorique à vide.

V. — Soit $\frac{2\pi}{\omega_1}$, la période des forces électromotrices de la génératrice des courants triphasés, et ω_1 la vitesse du champ tournant engendré. La spire tourne avec la vitesse angulaire ω_2 ; la vitesse relative du champ et de la spire est $\omega_1 - \omega_2 = \omega$, et $\frac{2\pi}{\omega}$ est la période du flux traversant la spire, et par suite celle du courant alternatif engendré dans cette spire ; ce courant produit un champ magnétique, qu'on peut se figurer, soit comme un champ alternatif de période $\frac{2\pi}{\omega}$, entraîné avec la vitesse angulaire ω_2 de l'armature, soit comme la superposition de deux champs sinusoïdaux tournant avec les vitesses $\omega_2 \pm \omega$. Ceux-ci induisent à leur tour, dans les circuits primaires fixes, des forces électromotrices de périodes $\frac{2\pi}{\omega_2 + \omega} = \frac{2\pi}{\omega_1}$ et $\frac{2\pi}{\omega_2 - \omega}$;

(1) *Elektrotechnische Zeitschrift*, ou *L'Éclairage électrique*, du 24 avril 1897.

les premières se combinent avec celle de la génératrice pour fournir un courant de même période ; les secondes seules y produiraient un courant i de période différente qui sera calculé plus loin, mais dont la réaction sur les barres de l'armature ne produit dans celle-ci que des forces électromotrices de période $\frac{2\pi}{\omega}$; de sorte que les réactions mutuelles des deux systèmes de courants n'introduisent pas de complication ultérieure, quant au nombre des périodes; le courant de l'armature est de période $\frac{2\pi}{\omega}$, et ceux des primaires sont la somme de deux termes de périodicité $\frac{2\pi}{\omega_1}$, $\frac{2\pi}{\omega - \omega_2}$; il en est de même du champ dans lequel se meut l'armature, c'est la superposition de deux champs tournant avec les vitesses ω_1, et $\omega - \omega_2$. On va calculer i, puis les flux produits dans la spire par les courants i; on en déduira, en fonction du courant I de la spire, le couple appliqué à l'armature.

VI. — Soit α, l'angle du plan de la spire avec un plan fixe origine passant par l'axe ; φ une constante dépendant du choix de ce plan et qui augmente de 120° ou de 240°, quand on passe d'un circuit primaire à un autre. Dire que le champ primaire est sinusoïdal, c'est dire que le coefficient d'induction mutuelle de la spire et d'un des primaires est $M \sin(\alpha - \varphi)$. Le courant dans la spire étant $I \sin \omega t$, le flux

$$\Phi = MI \sin \omega t \sin(\alpha - \varphi) = \frac{1}{2} MI [\cos(\alpha - \omega t - \varphi) - \cos(\alpha + \omega t - \varphi)]$$

produit dans ces circuits des forces électromotrices $-\frac{d\Phi}{dt}$; la spire ayant une vitesse ω_2, on doit substituer $\omega_2 t$ à α avant de différentier. Chacune de ces forces électromotrices se compose de deux termes, l'un de période $\frac{2\pi}{\omega_2 - \omega}$, l'autre de période $\frac{2\pi}{\omega_2 + \omega}$ égale à celle de la génératrice. Si R et L sont la résistance et la self-induction de l'un des circuits primaires, le courant i produit dans ce circuit par la force électromotrice de période $\frac{2\pi}{\omega_2 - \omega}$ est donné par l'équation

$$Ri + L\frac{di}{dt} = \frac{\omega_2 - \omega}{2} \cdot MI \sin[(\omega_2 - \omega)t - \varphi],$$

d'où

$$i\sqrt{R^2 + L^2(\omega_2 - \omega)^2} = \frac{1}{2} MI \sin(\alpha - \omega t - \varphi - \delta) \cdot (\omega_2 - \omega),$$

avec

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{L(\omega_2 - \omega)}{R}.$$

Le flux émis par ce courant, et embrassé par la spire, est $Mi \sin(\alpha - \varphi)$, ou

$$\frac{\omega_2 - \omega}{L\sqrt{R^2 + L^2(\omega_2 - \omega)^2}} M^2 I [\cos(\omega t + \delta) - \cos(2\alpha - \omega t - 2\varphi - \delta)],$$

et la somme des flux émanant des 3 circuits

$$\Phi_1 = \frac{3M^2 I \cos(\omega t + \delta)}{L\sqrt{R^2 + L^2(\omega_2 - \omega)^2}}(\omega_2 - \omega),$$

simplement périodique, de période $\frac{2\pi}{\omega}$, comme le courant de la spire.

Or, si la spire a une résistance R_1, et une self-induction L_1, le flux Φ_2 qu'elle embrasse est donné par l'équation

$$R_1 I \sin\omega t + L_1 \omega \cos\omega t = -\frac{d\Phi_2}{dt},$$

ou

$$\Phi_2 = I\left(\frac{R_1}{\omega}\cos\omega t - L_1 \sin\omega t\right).$$

Il faut donc que le flux Φ_3 dans la spire, produit par les courants de période $\frac{2\pi}{\omega_1}$, engendrés dans les circuits fixes par la génératrice et par l'induction de la spire tournante soit $\Phi_2 - \Phi_1$; ce flux tournant avec la vitesse ω_1, sa valeur doit être

$$\Phi_3 = I\left[\frac{R_1}{\omega}\cos(\omega_1 t - \alpha) - L_1 \sin(\omega_1 t - \alpha) - \frac{3}{L}\frac{M^2\cos(\omega_1 t - \alpha + \delta)}{\sqrt{R^2 + L^2(\omega_2 - \omega)^2}}\right]$$

dans une spire dont la position serait déterminée par l'angle α: 1° parce qu'il doit être de période ω_1; 2° parce qu'il doit se réduire à $\Phi_2 - \Phi_1$, quand $\alpha = \omega_2 t$.

De la valeur de $\Phi_2 - \Phi_1$, il serait facile de calculer le courant i_1, de période $\frac{2\pi}{\omega_1}$ qui circule dans l'un des primaires, puisqu'on doit avoir

$$Mi_1 \sin(\alpha - \varphi) = \Phi_2 - \Phi_1,$$

et que i_1 est de la forme $i \sin(\omega_1 t - \psi)$.

Ayant i_1, on calculera $Ri_1 + L\frac{di_1}{dt}$; on y ajoutera le flux

$$-\frac{MI}{2}\cos(\omega_1 t - \varphi),$$

de période $\frac{2\pi}{\omega_1}$ dû à la spire, et la somme

$$Ri_1 + L\frac{di_1}{dt} - \frac{MI}{2}\cos(\omega_1 t - \varphi),$$

donnera la force électromotrice E de la génératrice (1) en fonction de I et de la vitesse ω_2 de la spire; mais ce qu'il importe de connaître, pour l'explication des faits observés, c'est la valeur du couple électromagnétique qui sollicite l'induit; ce couple est $I\frac{\partial\Phi}{\partial\alpha}\sin\omega t$, Φ étant le flux qui, à l'époque t, traverse une spire orientée suivant l'angle α; c'est $\Phi_1 + \Phi_3$, c'est-à-dire

$$(\omega_2 - \omega)\frac{3M^2 I\cos[(\omega_2 - \omega)t - \alpha - \delta]}{\sqrt{R^2 + L^2(\omega_2 - \omega)^2}} + \Phi_3.$$

La dérivée $\frac{d\Phi}{d\alpha}$ se réduit à (2)

$$I\left[\frac{R_1}{\omega}\sin\omega t + L\cos\omega t - \frac{3}{2}\frac{M^2 I(\omega_2 - \omega)}{\sqrt{R^2 + L^2(\omega_2 - \omega)^2}}\sin(\omega t + \delta)\right],$$

multipliant par l'intensité I sin ωt, prenant la valeur moyenne pendant une période, observant que $\cos\delta = \frac{R}{\sqrt{R^2 + L^2(\omega_2 - \omega)^2}}$, et introduisant l'intensité dite efficace dont le carré est $\frac{I^2}{2}$, il vient pour le couple

$$I^2_{\text{eff}}\left[\frac{R_1}{\omega} - \frac{3}{2}\frac{M^2(\omega_2 - \omega)R}{R^2 + L^2(\omega_2 - \omega)^2}\right] = C.$$

VII. — Cette équation, jointe à celle qui donne E, permettrait de déterminer la vitesse ω_2, correspondant à un couple résistant donné,

(1) On a fait abstraction de l'induction réciproque des circuits triphasés dont l'effet consisterait seulement à altérer les valeurs numériques de R et de L à introduire dans les formules.

(2) Le facteur 3/2 provient de ce que la machine est triphasée, il serait remplacé par l'unité pour une machine diphasée.

mais elle suffit pour expliquer l'existence de régimes stables à deux vitesses différentes ; le second terme, nul si $\omega_2 = \omega$ ou si $2\omega_2 = \omega_1$, est soustractif quand $2\omega_2 - \omega_1$ est positif ou $\omega_2 > \frac{\omega_1}{2}$. On pouvait le prévoir; si $2\omega_2 - \omega_1 = 0$, le second champ tournant est, en réalité, immobile dans l'espace, ne produit aucun courant dans le primaire et aucun couple; tant que $2\omega_2 - \omega_1$ est positif, il tourne dans le même sens que l'autre et que l'armature, la réaction des courants provoqués dans le primaire, et qui tend toujours à s'opposer au mouvement relatif du champ et de ce primaire fixe, s'oppose donc au mouvement de l'armature. Si, au contraire, $2\omega_2 < \omega_1$ le second terme est additif ; C est toujours positif si $\omega_2 < \frac{\omega_1}{2}$, il l'est aussi si ω est petit, ou ω_2 voisin de ω_1 ; donc C ou bien conservera le même signe quand ω_2 variera de $\frac{\omega_1}{2}$ à ω_1 ; ou il changera de signe deux fois, si les racines de l'équation

$$2R_1 \left[R^2 + L^2 (2\omega_2 - \omega_1)^2\right] = 3R (2\omega_2 - \omega_1) (\omega_1 - \omega_2) M^2,$$

sont réelles, ce qu'il est toujours possible d'obtenir pour une machine donnée et une valeur suffisante de ω_1 ; par exemple si

$$L\omega_1 - R > 2R_1 . \frac{4}{3} \frac{L^2}{M^2},$$

la parenthèse dans la valeur de C sera négative pour

$$2\omega_2 = \omega_1 + \frac{R}{L}.$$

La valeur de C passe du positif au négatif quand ω_2 varie de $\frac{\omega_1}{2}$ à $\frac{\omega_1}{2} + \frac{R}{2L}$, donc dans cette région le couple diminue quand la vitesse augmente, et des régimes stables sont possibles, pour des couples auxquels correspond un autre régime stable, voisin de ω_1.

En appliquant les mêmes principes, on pourra se rendre compte du fonctionnement des induits à plusieurs spires, et voir à quelles conditions on peut faire disparaître les courants de période étrangère dans les circuits primaires.

SUR LE RHÉOGRAPHE A INDUCTION ABRAHAM CARPENTIER ;

Par M. H. ABRAHAM.

De nombreuses méthodes ont été proposées pour l'étude des courants à variations rapides ; l'une des plus séduisantes consiste dans l'emploi des appareils auxquels M. Blondel a proposé de donner le nom d'*oscillographes*, et que nous appellerons de préférence *rhéographes*. Le but à poursuivre est d'établir un galvanomètre dont la déviation soit à chaque instant proportionnelle au courant étudié. Un dispositif optique permettra ensuite l'observation directe des variations du courant, ou bien leur enregistrement photographique.

Enregistrement des intensités. — Les petites déviations θ du cadre mobile d'un galvanomètre [1] satisfont à une équation de la forme

$$K\frac{d^2\theta}{dt^2} + A\frac{d\theta}{dt} + C\theta = Gi, \qquad (1)$$

où figurent la force d'inertie $K\frac{d^2\theta}{dt^2}$, la force de frottement $A\frac{d\theta}{dt}$, la force directrice $C\theta$ et la force motrice Gi proportionnelle à l'intensité i du courant qui passe dans le galvanomètre.

Dans les galvanomètres enregistreurs ordinaires, le courant i est précisément celui dont on veut enregistrer les variations. On cherche alors à assurer la proportionnalité entre θ et i, en s'efforçant de rendre négligeables les forces d'inertie et d'amortissement [2].

Je me propose d'exposer une solution plus complète du problème.

Le courant i qui circule dans le galvanomètre n'est plus le courant que l'on veut étudier ; je distinguerai ce dernier en l'appelant I.

D'après l'équation (1), il est certain que la déviation θ serait à chaque instant proportionnelle à ce courant I, si l'on faisait en sorte que les deux courants I et i fussent liés par une équation de même

(1) Le galvanomètre à aimants mobiles nous a paru d'un usage moins commode.

(2) Blondel, Oscillographe. Nouveaux appareils pour l'étude des oscillations électriques. — *Comptes Rendus*, t. CXVI, p. 502 ; 1893.

forme que (1)

$$K \frac{d^2I}{dt^2} + A \frac{dI}{dt} + CI = \lambda i, \qquad (2)$$

avec les mêmes coefficients K, A, C que précédemment [1].

Or, on peut arriver à ce résultat en se servant de capacités ou en faisant appel aux phénomènes d'induction.

Je n'emploie pas les capacités en raison des charges résiduelles ; voici alors l'un des montages possibles (*fig.* 1):

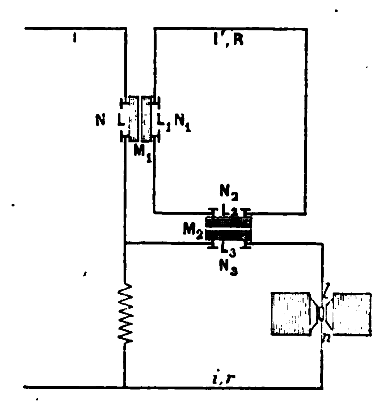


Fig. 1. — Schéma des circuits.

Le courant primitif I agit par induction sur un circuit auxiliaire où il crée une force électromotrice rigoureusement proportionnelle à $\frac{dI}{dt}$, pourvu que l'on soit assez loin de toute masse de fer. Si ce circuit auxiliaire n'a pas d'induction propre sensible, le courant produit, I' est, lui aussi, proportionnel à $\frac{dI}{dt}$. Ce courant auxiliaire I' agit à son tour par induction sur le circuit du galvanomètre. Il en résulte un

[1] Si l'on pouvait faire en sorte que l'appareil répondit *rigoureusement* aux équations (1) et (2), l'intégrale particulière que nous adoptons : $\theta = \frac{G}{\lambda}$ I serait la solution *rigoureuse* du problème, sans qu'aucun terme exponentiel dut être introduit même pour l'enregistrement d'une décharge isolée. Dans ce dernier cas, en effet, les *conditions initiales* seraient les mêmes pour les deux variables θ et I et pour leurs dérivées premières, puisque l'appareil est supposé partir du repos.

courant qui, encore sous réserve d'une induction propre négligeable, est, lui, proportionnel à la dérivée seconde $\frac{d^2I}{dt^2}$.

Nous avons ainsi le premier terme de l'équation (2). Il est aisé d'obtenir les deux autres. Pour introduire un terme en $\frac{dI}{dt}$, il suffit de laisser subsister une certaine induction mutuelle réglable entre le circuit du courant primitif I et le circuit du galvanomètre.

Quant au terme en I, on l'obtiendra en établissant une connexion directe entre ces deux mêmes circuits [1].

Dans ces conditions, pourvu que les différents termes aient des valeurs convenables, et moyennant les réserves que nous allons examiner, la déviation θ sera proportionnelle à chaque instant à l'intensité du courant I et il suffira, pour obtenir la courbe du courant [2], de combiner optiquement le mouvement du galvanomètre avec celui d'un miroir tournant.

Enregistrement des forces électromotrices. — Appliquons la force électromotrice étudiée E à un circuit contenant une forte résistance ρ presque dépourvue d'induction propre. Le courant I ne sera pas éloigné d'être proportionnel à E, mais ces deux quantités seront en réalité liées par l'équation

$$\rho I + L\frac{dI}{dt} = E.$$

Or, on veut que θ soit proportionnel à E. En se reportant à l'équation (1), on voit alors que le courant i doit être lié à I par une équation contenant, comme précédemment, des termes en I, $\frac{dI}{dt}$, $\frac{d^2I}{dt^2}$, et, en outre, un terme en $\frac{d^3I}{dt^3}$. Les trois dérivées seront introduites par trois inductions successives.

Discussion. — Admettons qu'il s'agisse de l'enregistrement des intensités :

1° En premier lieu, nous avons supposé essentiellement que les

---

(1) Il va sans dire qu'on pourrait aussi obtenir le terme en $\frac{dI}{dt}$ au moyen d'une connexion du circuit du galvanomètre et du circuit intermédiaire.

(2) Une modification évidente permet l'enregistrement des variations d'un flux magnétique.

phénomènes d'induction propre étaient négligeables. Il faut pour cela que les constantes de temps $\frac{L}{R}$ des enroulements employés soient très petites. On descend aisément au-dessous du cent millième de seconde. Néanmoins, cette condition tend à limiter la rapidité des indications que l'on peut demander à l'appareil. Je me hâte de dire que l'on rendrait ces indications aussi rapides qu'on le voudrait en augmentant la résistance des circuits, mais ce serait aux dépens de la sensibilité ;

2° Nous ne devons pas oublier que la rotation du cadre dans le champ magnétique produit une force électromotrice induite. Mais cette force électromotrice est proportionnelle à la vitesse angulaire du cadre ; le terme qui en résulte sera donc proportionnel à $\frac{d\theta}{dt}$. Je n'ai pas à m'en préoccuper, il se joint au terme de même espèce de l'équation (1), et c'est la *somme* de ces deux termes qui correspond au terme en $\frac{dI}{dt}$ de l'équation (2) ;

3° J'observe enfin qu'il faut se mettre en garde contre la singularité qui se présente quand il peut y avoir résonance.

Reprenons nos deux équations

$$K\frac{d^2\theta}{dt^2} + A\frac{d\theta}{dt} + C\theta = Gi \qquad (1)$$

$$K\frac{d^2I}{dt^2} + A\frac{dI}{dt} + CI = \lambda i. \qquad (2)$$

Si le galvanomètre oscillait librement, la déviation serait une fonction du temps annulant identiquement le premier membre de l'équation (1). A un moment donné supposons que, pour un certain temps, le courant I devienne une fonction du temps identique à celle dont nous venons de parler. La déviation θ ne continuera alors à représenter exactement I que si le courant i est rigoureusement nul. S'il n'en est pas ainsi, si petit que soit i, il y aura *résonance* et la fonction θ sera profondément altérée.

Or i ne sera pas exactement nul pour cette double raison que d'une part les valeurs relatives des termes de l'équation (2) ne seront pas *parfaitement* réglés et que, d'autre part, nous avons négligé l'induction propre des circuits qui est faible, mais non pas nulle.

Il est donc de toute nécessité que les mouvements propres du

cadre ne soient pas du même ordre de rapidité que les variations du courant à enregistrer. Et comme le problème intéressant est d'étudier des variations rapides, nous sommes conduits à donner au cadre mobile un mouvement propre infiniment lent. Pratiquement, la durée d'oscillation doit être de l'ordre de une seconde et le mouvement doit être sensiblement apériodique.

De tout cela résulte que la force d'inertie $\frac{d^2\theta}{dt^2}$ sera, dans les applications, de beaucoup supérieure aux forces d'amortissement et aux forces directrices [1].

En conséquence, dans l'équation (2), la partie principale du premier membre sera $K\frac{d^2I}{dt^2}$; les termes en $\frac{dI}{dt}$ et en I ne seront que des termes correctifs dont le réglage devra assurément être fait, mais sans qu'il soit nécessaire d'y apporter un soin extrême;

4° Nous sommes maintenant en mesure de rechercher approximativement les conditions de sensibilité maxima.

Désignons par M_1, M_2 nos deux coefficients d'induction mutuelle (*fig.* 1) ; par L, L_1, L_2, L_3, l les coefficients d'induction propre des enroulements, et par R et r les résistances des circuits.

Nous aurons immédiatement en négligeant toute correction

$$i = \frac{M_1M_2}{Rr}\frac{d^2I}{dt^2},$$

avec

$$Gi = K\frac{d^2\theta}{dt^2},$$

ce qui donne

$$\theta = I \times \frac{G}{K} \times \frac{M_1 \times M_2}{R \times r}.$$

Or, les résistances R et r sont imposées par la condition que les constantes de temps soient au plus égales à une certaine limite α. On fera donc approximativement

$$R = \frac{1}{\alpha}(L_1 + L_2)$$

$$r = \frac{1}{\alpha}(L_3 + l),$$

---

[1] Il suffit de constater comment varient, quand ω croît, les quantités :

$$\theta = \sin \omega t, \quad \frac{d\theta}{dt} = \omega \cos \omega t, \quad \frac{d^2\theta}{dt^2} = -\omega^2 \sin \omega t.$$

et la sensibilité sera donnée par l'expression

$$\frac{\theta}{I} = \frac{1}{\alpha^2} \times \frac{G}{K} \times \frac{M_1 \times M_2}{(L_1 + L_2)(L_3 + l)}.$$

Pour un galvanomètre donné, G, K, l sont constants, mais les coefficients d'induction dépendent des enroulements extérieurs. Si les bobines qui agissent l'une sur l'autre sont très rapprochées, ces coefficients ont comme expression en fonction des nombres de tours

$$M_1 = \mu_1 N N_1 \qquad L = \mu_1 N^2$$
$$M_2 = \mu_2 N_2 N_3 \qquad L_1 = \mu_1 N_1^2$$
$$L_2 = \mu_2 N_2^2$$
$$L_3 = \mu_2 N_3^2.$$

On voit alors sans peine que *la sensibilité est maxima*, quelle que soit la forme des bobines, *quand on fait*

$$L_1 = L_2 = L_3 = l,$$

ce qui entraîne

$$R = r,$$

et cette sensibilité maxima est

$$\frac{\theta}{I} = \frac{1}{4\alpha^2} \times \frac{G}{K} \sqrt{\frac{L}{l}}.$$

Maintenant, comment doit-on choisir le galvanomètre ? Si S est la surface totale de la bobine, $\mathcal{H}$ le champ magnétique, la valeur de G est $\mathcal{H}$S, et l'on a

$$\frac{\theta}{I} = \frac{\mathcal{H}}{4\alpha^2} \times \frac{S}{K} \times \sqrt{\frac{L}{l}}.$$

On prendra donc un *champ magnétique très intense*.

On devra aussi réduire le moment d'inertie K, c'est-à-dire *faire la bobine aussi légère que possible*. Il n'y aura plus intérêt à l'alléger quand le moment d'inertie du fil de cuivre qui la constitue sera devenu égal à celui des accessoires qu'elle porte : miroir et pièces d'attache du fil de torsion, qu'on devra prendre eux-mêmes très légers.

On peut donc considérer le dénominateur K comme fixé. La sen-

sibilité ne dépend plus alors que de $\frac{S}{\sqrt{l}}$. Elle sera d'autant plus grande que la bobine sera plus allongée, mais elle est *indépendante du mode d'enroulement* de la bobine.

Nous avons adopté une bobine ayant un petit nombre de tours de fil pour faciliter la construction et aussi pour ne pas laisser trop d'importance au terme d'amortissement.

En résumé (1), le maximum de sensibilité est obtenu quand on réalise les conditions suivantes :

1° Les résistances des deux circuits sont égales;

2° Les coefficients d'induction propre des enroulements sont égaux à celui de la bobine mobile ;

3° Le champ magnétique est aussi grand que possible;

4° La bobine est *allongée* et son moment d'inertie est égal à celui du miroir.

Réalisation pratique du rhéographe. — La *première partie* de l'appareil, la plus délicate, c'est le galvanomètre.

Le champ est créé par un électro-aimant. Le cadre mobile n'a que quelques millimètres de large, il est tout entier recouvert par le miroir et occupe presque tout l'entrefer.

Il faut éviter que les mouvements du cadre entraînent des vibrations transversales du fil de torsion. On réduit la tendance à ces trépidations irrégulières en équilibrant avec soin la bobine ; puis on les rend, pour ainsi dire, impossibles par l'emploi de deux petits coussins sur lesquels le fil de torsion s'appuie légèrement, ou bien encore en faisant tourner l'équipage mobile entre *rubis*.

La *seconde partie* de l'appareil est formée par les circuits accessoires. Ils sont rassemblés sur une planchette indépendante et comprennent : 1° la bobine plate 1 où passe le courant I ; 2° la bobine induite 2 du circuit auxiliaire ; 3° (sur un même cadre) le circuit inducteur auxiliaire 3 et l'enroulement induit 4 qui sera relié en G au galvanomètre : cette bobine double est mobile pour le réglage du terme en $\frac{dI}{dt}$; 4° le rhéostat à curseur 5 servant à régler le terme en I (*fig.* 2).

---

(1) On montrerait encore qu'il n'y a rien à craindre des capacités des bobines très petites que l'on emploie, non plus que de l'influence des courants induits sur les courants inducteurs, etc...

Une *troisième partie* est nécessaire, c'est le dispositif d'enregistrement. Un point lumineux (arc électrique diaphragmé) émet un faisceau horizontal de rayons. Ceux-ci tombent sur un miroir plan ver-

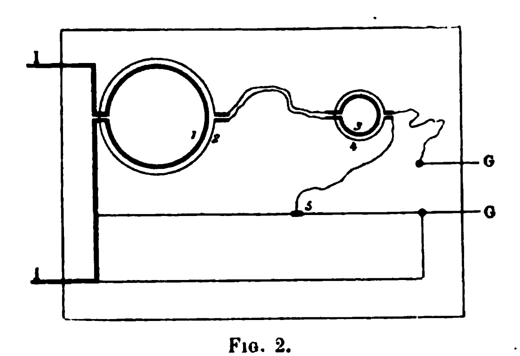


Fig. 2.

tical M qui, les faisant tourner d'un angle droit, les envoie sur le miroir concave du galvanomètre et les reprend ensuite pour les diriger vers une plaque photographique où se peint l'image du point lumineux.

La plaque sensible est au fond d'une chambre noire photographique sans objectif. Elle est protégée par un système de trois écrans noirs, et cela permet d'opérer en plein jour.

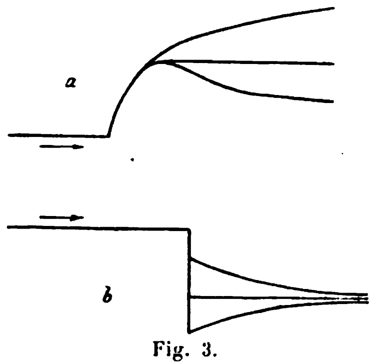


Fig. 3.

a, établissement du courant permanent ; le terme en I est trop grand pour la courbe supérieure, puis juste, enfin trop faible. — *b*, rupture du courant avec un terme en $\frac{dI}{dt}$ successivement trop grand, exactement réglé et trop faible.

Le miroir M peut tourner autour d'un axe horizontal et, comme le

galvanomètre a son axe de rotation vertical, la combinaison des deux mouvements fournit la courbe du courant (1).

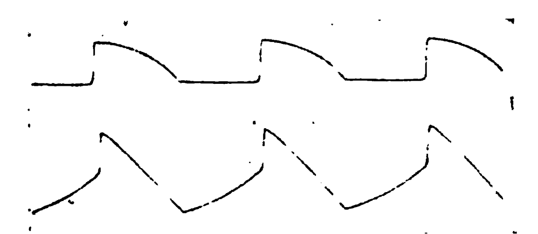


FIG. 4. — RÉGLAGE. — On enregistre le courant qui sert à l'entretien d'un diapason à 100 périodes par seconde. Le terme en I est exactement réglé. Le terme en $\frac{dI}{dt}$ d'abord trop faible, mais extrêmement peu, est ensuite sensiblement trop fort.

FIG. 5. — Même expérience que pour la fig. 4 — Appareil réglé. — Oscillation du courant à la rupture quand on emploie le condensateur de Fizeau.

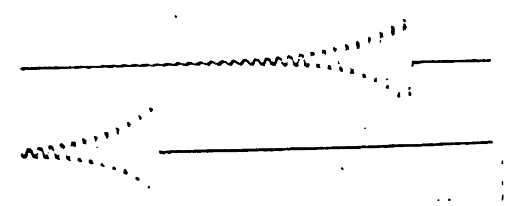


FIG. 6. — Deux fois le courant oscillatoire de la décharge d'un microfarad dans un circuit inductif — période = 0s,0011. — Les oscillations sont provoquées par la suppression brusque du courant dans un circuit voisin. Vérification de la théorie des résonateurs Hertziens. L'influence de l'excitateur ne se fait sentir que sur les toutes premières vibrations du résonateur.

RÉGLAGE DU RHÉOGRAPHE. — Il ne saurait être question d'effectuer ce réglage par un calcul *a priori*. On le fait expérimentalement

(1) Pour des expériences de précision, le miroir M est porté par un petit pendule. On n'utilise le miroir qu'au moment où sa vitesse angulaire passant au voisinage d'un maximum est très exactement constante. Dans le cas où il s'agit de montrer les courbes à un auditoire, on se sert d'un miroir tournant ou oscillant synchronisé avec le phénomène périodique étudié.

en s'aidant de la forme des courbes obtenues lors de l'établissement et de la rupture d'un courant permanent. Nous en donnons d'abord une représentation schématique (*fig*. 3).

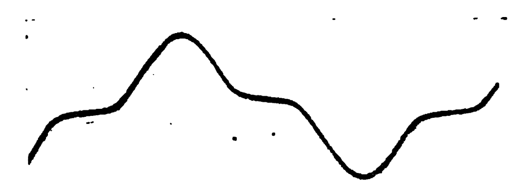


Fig. 7. — Déformation d'un courant *sinusoïdal* quand on s'en sert pour aimanter du fer à *saturation* $\left(\text{période } \frac{1}{25}\right)$ (image doublée par une réflexion parasite).

Fig. 8. — Courant d'une machine Gramme tétrapolaire. — Circuit non inductif. — La machine fournit d'autre part un courant continu : on reconnait le passage des touches du collecteur sous les balais $\left(\text{période } \frac{1}{60}\right)$.

Fig. 9. — Le courant de la machine Gramme tétrapolaire à 60 périodes actionnent un arc (régulateur à main).

Voici maintenant une gravure faite d'après un cliché ayant servi au réglage (*fig*. 4).

Observons en terminant que le réglage ainsi effectué par un simple glissement des pièces mobiles est fait une fois pour toutes et ne

change plus, pourvu que le champ magnétique du galvanomètre reste le même (1).

SUR UN PHÉNOMÈNE RELATIF A LA VISION;

Par M. G. MESLIN.

Dans un article récemment paru (2) « Sur les illusions de la vue », M. Sagnac a indiqué qu'un point noir se détachant sur un fond vivement éclairé peut, lorsqu'il est examiné par l'œil non accommodé sur ce point, donner plusieurs images (cinq ou six), distribuées sur le cercle de diffusion correspondant à ce point.

Ce phénomène peut s'expliquer, comme M. Sagnac l'a montré, par les aberrations de l'œil ; on peut aussi en fournir une explication équivalente, en développant ce que j'ai déjà eu l'occasion d'indiquer au sujet d'un phénomène d'optique (3). Ce phénomène est celui qui se produit lorsqu'on regarde à travers un trou, très petit, en accommodant l'œil pour une distance éloignée et en interposant un objet délié entre l'œil et le trou ; dans le cercle de diffusion du trou se produit l'ombre de l'objet qui apparaît alors renversé. D'un autre côté, l'expérience de M. Sagnac pourrait aussi s'interpréter en admettant qu'il existe, dans les parties de l'œil antérieures à la rétine, des régions inégalement transparentes, soit qu'il s'agisse d'une transparence effective, soit encore *d'un phénomène produit par des réfractions.*

Or, on est conduit à retrouver cette même explication lorsqu'on reproduit l'expérience que j'ai rappelée, mais sans interposer cette fois aucun objet entre le trou et l'œil. Si, alors, on porte son attention sur la tache de diffusion, on constate que, loin d'être uniforme, elle présente des parties radiales incomparablement plus éclatantes que le fond.

On peut les étudier aisément, soit à l'aide d'un trou, soit plus sim-

(1) Nous avons joint à cet article la reproduction de clichés relatifs à quelques-unes des applications que l'on peut faire de la méthode rhéographique (figures 4 à 9) $\left(\text{Échelle } \frac{1}{2}\right)$. Ces clichés ont été retouchés par l'auteur lui-même, en renforçant seulement les parties trop fines, que la photogravure est impuissante à rendre.

(2) 1887, voir p. 174.

(3) MESLIN, *J. de Physique*, 2e série, t. VI, p. 341 et p. 509.

plement, en regardant l'image d'une source réfléchie, par exemple, sur la partie arrondie d'une bague.

En modifiant convenablement les distances, on arrive à percevoir les détails de cette tache de façon à pouvoir les dessiner; on retrouve toujours par un même œil le même aspect; la disposition change d'ailleurs d'un œil à l'autre et voici, en ce qui me concerne, l'apparence que j'ai toujours observée depuis plusieurs années (*fig.* 1).

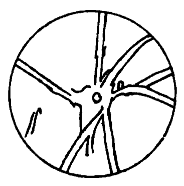


Fig. 1.

Lorsqu'il s'agit d'un œil myope, cette apparence est intimement liée à la forme sous laquelle cet œil perçoit les points lumineux éloignés (étoile, flamme d'un reverbère...), les rayons lumineux radiants étant en nombre égal et semblablement disposés.

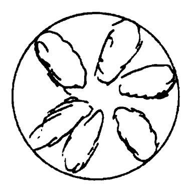


Fig. 2.

Dans tous les cas, on peut ainsi étudier l'intersection de la rétine par la nappe lumineuse transformée par les parties antérieures, sur la structure desquelles on peut alors être renseigné.

On peut, de plus, suivant la distance du trou que forme la tache de diffusion et surtout, suivant l'accommodation, obtenir toutes les formes intermédiaires entre la précédente et celle-ci (*fig.* 2).

Voici enfin une expérience qui permet de reproduire les mêmes effets qu'avec l'œil et en même temps de montrer que tout se passe *comme si* on avait à faire à une transparence inégale et *comme si* la transmission se faisait spécialement par les parties radiales : A l'aide

d'une première lentille, on fait converger les rayons lumineux, par exemple les rayons solaires, sur un trou, de façon que ces rayons viennent ensuite couvrir la surface d'une deuxième lentille L qui donne sur un écran, en O′, une image du trou O. On couvre la lentille L à l'aide d'un papier translucide dans lequel on a découpé des secteurs étroits et inégalement distribués, de manière à avoir des parties radiales plus transparentes ; l'image O continue à être nette si la lentille L est suffisamment bonne ; mais, si on déplace légèrement l'écran, soit en avant, soit en arrière, on obtient des taches radiales légèrement allongées qui forment autant d'images du trou, disposées dans le cercle de diffusion et qui affectent sensiblement la forme de la *fig.* 2.

A. PFLÜGER. — Zur anomalen Dispersion absorbirender Substanzen (Sur la dispersion anomale de substances absorbantes). — *Wied. Ann.* t. LVIII, p. 670-674; 1896.

L'étude de la lumière réfléchie par la *fuchsine* solide a permis à M. Walter (*Wied. Ann.*, t. LVII; 1896) de calculer à l'aide de la théorie de Cauchy les valeurs des indices de réfraction de cette substance pour les diverses radiations du spectre. Les valeurs ainsi calculées sont d'accord avec celles que M. Pflüger avait mesurées directement (*Wied. Ann.*, t. LVI ; 1895) à l'aide de la méthode du prisme [1].

M. Walter avait déterminé de même les indices du *vert diamant*. Avec un produit de même origine, M. Pflüger mesure aussi directement, en utilisant trois prismes différents d'angles très aigus, les indices de cette substance. Les valeurs trouvées concordent avec celles que M. Walter avait données et indiquent une dispersion très nettement anomale. L'accord est très satisfaisant dans les régions où l'absorption est forte, moins bon dans l'intervalle compris entre les deux bandes d'absorption.

A ce propos, l'auteur fait une remarque sur un travail de Goldhammer : « Sur la nature des rayons X » où l'auteur, comme aussi MM. Raveau, Ketteler, Winkelmann et Straubel, utilise les théories de la dispersion pour rapprocher les rayons X des rayons ultraviolets.

---

[1] M. Bloch a réussi à mesurer directement (Thèse pour le Doctorat, Gauthier-Villars et fils, 1896) les *coefficients d'absorption* de la fuchsine et a trouvé des valeurs concordant avec les valeurs déduites de la théorie de Cauchy.

Il fait observer que le relèvement des valeurs de l'indice, au sortir d'une bande d'absorption du côté des petites longueurs d'onde, n'est pas une simple prévision théorique, mais un fait d'expérience qu'il a constaté sur la fuchsine et le violet de Hoffmann.

A. COTTON.

H. SIMON. — Ueber ein neues photographisches Photometrirverfahren und seine Anwendung auf die Photometrie des ultravioletten Spectralgebietes (Nouveau procédé de photométrie par la photographie, application à la photométrie dans l'ultraviolet). — *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 90-115 ; 1896.

Dans toutes les mesures photométriques usuelles, on amène à l'égalité les deux plages lumineuses contiguës. Cette méthode directe ne s'applique pas à toutes les radiations et même, dans le spectre visible, elle ne donne pas toujours de bons résultats, par exemple dans la partie réfrangible. Il vaut mieux alors faire des photographies correspondant à diverses intensités du faisceau variable, et comparer ensuite, dans les meilleures conditions possibles, les clichés obtenus. Cette méthode a l'avantage de s'appliquer à l'ultraviolet. Elle peut devenir en outre bien plus précise que la méthode directe, puisqu'une différence d'éclat entre les deux plages se trouve, comme on sait, accentuée sur le cliché, lorsque ce dernier est obtenu avec des conditions expérimentales convenables.

Au lieu de faire un certain nombre de clichés distincts, M. Simon emploie un procédé d'enregistrement continu dont nous n'indiquerons que le principe. Chacune des moitiés de la fente verticale d'un spectroscope (disposé pour l'ultraviolet) est éclairée par l'une des sources, une deuxième fente placée dans le plan focal de la lunette permet de choisir une radiation bien déterminée. La plaque sensible glisse horizontalement contre cette deuxième fente pendant que l'intensité de l'un des faisceaux varie d'une façon continue. Sur le cliché on observe alors deux plages rectangulaires dont l'une est d'un gris uniforme, et dont l'autre présente une teinte dégradée. A l'aide d'un appareil spécial, on détermine la région où les deux plages ont la même intensité. On en déduit le rapport des intensités, parce que les deux appareils servant à déplacer la plaque et à modifier le faisceau sont solidaires.

Le mémoire contient une application intéressante de cette méthode

au spectre d'absorption ultraviolet de solutions de diverses concentrations de *nitrate de potassium* (Radiations comprises entre $0^{\mu},335$ et $0^{\mu},240$).

Pour affaiblir le faisceau variable, M. Simon se sert d'un disque tournant muni de secteurs évidés, disposé de manière que l'on puisse, même pendant sa rotation, faire varier d'une façon continue le rapport μ des secteurs vides aux secteurs pleins. M. Simon admet alors que l'éclairement discontinu ainsi obtenu produit sur la plaque (comme sur l'œil) la même action qu'un éclairement continu dont l'intensité serait réduite dans le rapport μ.

M. Simon n'a pas vérifié *directement* qu'il en était bien ainsi ; les expériences qu'il cite consistent seulement dans la comparaison de deux éclairements discontinus différents. Or, dans un travail publié récemment sur les actions photographiques [1], M. Bouasse a précisément étudié cette question, l'un des faisceaux traversant la roue, et l'autre étant affaibli dans un rapport connu par divers procédés. En comparant les noirs des clichés à l'aide d'un faisceau calorifique et d'une pile thermo-électrique, il a trouvé que la relation en question ne se vérifie pas exactement. L'impression produite par l'éclairement discontinu est toujours plus faible, les écarts dépassent 3 0/0 [2].

Il aurait donc mieux valu s'assurer directement de l'exactitude du procédé servant à affaiblir le faisceau de comparaison ; et c'est à cette condition que l'emploi de la photographie rendra, dans les mesures photométriques de précision, les très grands services qu'on est en droit d'attendre.

M. Simon admet d'ailleurs formellement (p. 108), au sujet des actions photographiques, la loi plus générale d'après laquelle l'action resterait la même lorsque le produit It de l'intensité par le temps de pose demeure constant. Cette loi est encore admise par quelques personnes, bien que des expériences très simples montrent qu'elle est tout à fait fausse. La loi particulière, relative aux disques tournants à grande vitesse qu'on peut en déduire, ne se vérifie qu'avec des écarts de quelques centièmes, mais il est facile de mettre

(1) H. Bouasse, *Ann. de la Fac. des Sciences de Toulouse*, VIII, F. 19 ; 1894.

(2) M. Bouasse trouve d'ailleurs, d'accord en cela avec M. Simon, que si on compare deux éclairements discontinus différents pour lesquels μ est le même, par exemple en changeant la vitesse de la roue, l'action chimique reste la même, pourvu que la vitesse soit assez grande.

en évidence des écarts autrement considérables à cette loi plus générale ([1]).

A. Cotton.

O. SCHOTT. — Ueber electrisches Capillarlicht (Lumière électrique capillaire). *Wied Ann.*, t. LIX, p. 768-773 ; 1896.

Un tube capillaire, d'un diamètre inférieur à $0^{mm},1$, et long de quelques centimètres, est traversé par la décharge d'une bobine d'induction capable de donner des étincelles de 25 centimètres. La portion rétrécie s'illumine très vivement, et donne, au spectroscope, des lignes brillantes se détachant sur un spectre continu (quand la pression initiale est la pression atmosphérique).

L'expérience peut durer une demi-heure, si le tube est entouré d'eau. La décharge dépolit peu à peu la paroi interne du tube, et produit de place en place des élargissements correspondant à des interruptions dans la ligne lumineuse produite.

A. Cotton.

K. OLZEWSKI. — Ein Versuch, das Helium zu verflüssigen (Sur la liquéfaction de l'hélium). — *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 184 ; 1896.

M. Olzewski n'est pas parvenu à liquéfier l'hélium : néanmoins son mémoire est des plus intéressants.

L'hélium était contenu dans un tube de Cailletet dont la partie supérieure recourbée plongeait dans de l'air liquide. Cet air était obtenu au moyen d'oxygène liquide bouillant soit sous la pression atmosphérique (— 182,5), soit sous une pression de 10 millimètres de mercure (—210°) : la pression au-dessus de l'air liquide était elle-même réduite à 10 millimètres de mercure (— 220°). L'hélium ainsi refroidi était comprimé à 140 atmosphères, puis détendu jusqu'à 20 atmosphères : même dans ces conditions, on n'observe dans le tube aucun nuage indiquant des traces de liquéfaction. Or, si on suppose applicable la formule de la détente adiabatique des gaz, la température de l'hélium était, d'après la détente, environ — 264°.

([1]) Abney. *Phot. Journ.* XVIII, p. 56 ; 1893, et Bouasse, *loc. cit.*)

L'hélium est donc beaucoup plus difficile à liquéfier que l'hydrogène dont le point critique est d'environ — 234°,5.

Aussi, M. Olzewski a-t-il construit un thermomètre à hélium qu'il a comparé au thermomètre à hydrogène en déterminant avec le premier les températures de l'oxygène bouillant sous des pressions de plus en plus faibles. Les deux thermomètres marchent d'accord à un $\frac{1}{10}$ de degré près. L'auteur en conclut que le thermomètre à hydrogène peut servir à déterminer les basses températures jusqu'aux environs de son point critique.

L. MARCHIS.

Georg. S. MEYER. — Notiz über die Elasticitätsconstanten von reinem Nickel, Gold, Platin und Aluminium (Sur les constantes d'élasticité du nickel, de l'or, du platine et de l'aluminium purs). — *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 668; 1896.

L'auteur a déterminé les modules d'élasticité sur des fils de métaux purs, tels que le nickel, l'or, le platine, l'aluminium.

Pour l'aluminium il a représenté l'allongement λ en fonction de la charge p par la formule

$$\lambda = 62{,}863p + 14{,}312p^2.$$

L. MARCHIS.

HOLBORN et W. WIEN. — Ueber die Messung tiefer Temperaturen. (Sur la mesure des basses températures). *Wied Ann.*, t. LIX, p. 213; 1896.

Les auteurs admettent d'abord que, jusqu'à 200°, on peut se servir du thermomètre à hydrogène comme d'un bon étalon de température. Ils se proposent alors de comparer aux indications de cet étalon celles d'un thermomètre fondé sur la mesure des résistances d'un fil de platine et celles d'un couple fer-constantan. Le fil de platine dont les variations de résistance servent à la détermination des températures, est enfermé dans le réservoir du thermomètre à hydrogène.

Les bains de basses températures sont: d'un côté de l'air liquide, de l'autre un mélange d'alcool et d'acide carbonique solide refroidi par de l'air liquide.

La comparaison du thermomètre à hydrogène avec le thermomètre

à résistance de platine conduit à la formule:

$$t = -258,3 + 5,0567W + 0,005855W^2,$$

dans laquelle t est la température lue sur le thermomètre à hydrogène, W est la resistance en ohms correspondante du fil de platine.

Cette formule empirique ne peut être appliquée qu'entre 0° et — 190°.

La comparaison du thermomètre à hydrogène et du couple fer-constantan conduit à la formule empirique:

$$t = -0,0178x - 0,0000008784x^2,$$

dans laquelle t est la température lue sur le thermomètre à hydrogène, x est la force électromotrice du couple en microvolts.

Cette formule n'est applicable qu'entre les températures de — 50° et — 190°.

Par ces méthodes, les auteurs donnent — 183°,2 comme la température d'ébullition sous la pression 760 de l'oxygène contenant 7,6 0/0 d'azote. — Ils indiquent les points de fusion suivants:

Ammoniaque	— 78,8
Toluène	— 102
Formiate de méthyle	— 107,5
Sulfure de carbone	— 112,8
Ether	— 117,6
Bromure d'éthyle	— 129,5

Le mémoire se termine par une comparaison du thermomètre à hydrogène avec un thermomètre à air rempli à 0° sous une pression de 772,4 millimètres de mercure. A la température d'ébullition de l'air liquide sous la pression de l'atmosphère (environ — 190°), le thermomètre à air avance sur le thermomètre à hydrogène.

L. Marchis.

WILLY WIEN. — Ueber cyklonartige Bewegungsformen einer incompressibeln reibungslosen Flüssigkeit (Sur les formes de mouvements cycloniques d'un liquide incompressible et dénué de frottement). — *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 753; 1896.

Mémoire de pure analyse dans lequel l'auteur part des équations générales de l'hydrodynamique d'un liquide incompressible et sans frottement: il transforme ces équations en coordonnées cylindriques et intègre dans des cas particuliers.

L. Marchis.

G.-C. COMSTOCK. — On the application of interference methode to the determination of the effective wave lenght of starlight (Application de méthodes d'interférence à la détermination de la longueur d'onde effective de la lumière stellaire). — *The Astrophysical Journal*, t. V, p. 26 ; 1897.

Si l'on regarde une étoile faible, en interposant entre le télescope et l'astre un écran percé de deux fentes rectangulaires parallèles, l'étoile paraît se dédoubler en un certain nombre d'autres, rangées linéairement et que l'on peut pointer avec la même facilité que l'étoile vue directement. L'espacement des images dépend de la longueur d'onde moyenne λ des rayons les plus éclatants émis par l'étoile et permet de calculer λ.

A l'aide de 51 étoiles, classées parmi les étoiles blanches, jaunes ou rouges, l'auteur a déterminé la valeur moyenne de λ pour chacune des trois catégories. Il trouve ainsi :

Étoiles blanches	$\lambda = 0^{\mu},5640$
— jaunes	$0^{\mu},5726$
— rouges	$0^{\mu},5746$

La différence ainsi constatée entre les étoiles jaunes et rouges est insensible.

E. Bouty.

A. SCHUKAREW. — Ueber das Dampfcalorimeter und die Bestimmung der Specifischen Wärme nach einer vergleichenden Methode (Sur le calorimètre à vapeur et la détermination de la chaleur spécifique par une méthode comparative). — *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 229; 1896.

L'auteur décrit une forme perfectionnée du calorimètre à vapeur de Joly et Bunsen. A un même équipage fixé au-dessous de l'un des plateaux d'une balance sont suspendus dans des récipients convenables le corps à étudier et un autre ayant à peu près la même chaleur spécifique que le premier. Cet équipage est disposé lui-même à l'intérieur d'un appareil dans lequel on fait circuler de la vapeur : toutes les précautions sont prises pour éviter les variations de température par rayonnement. Pour échauffer le système des deux corps à la température de la vapeur, il faut qu'une certaine quantité de celle-ci se dépose sur eux : soit a cette masse de vapeur. Un dispo-

sitif spécial permet, en cours d'expérience, d'enlever l'un des corps ; la balance permet alors de déterminer la masse de vapeur qui s'est déposée sur le corps restant : soit b cette masse. Si x est la valeur en eau de ce dernier corps et w la valeur en eau du corps enlevé, on a :

$$\frac{x}{w} = \frac{b}{a-b}.$$

Pour justifier l'exactitude de sa méthode, l'auteur a comparé des chaleurs spécifiques ainsi déterminées avec des chaleurs spécifiques obtenues par la méthode des mélanges : l'accord est très satisfaisant.

L. MARCHIS.

O. STERN. — Ueber den Einfluss des Druckes auf die Inversionsconstante einiger Säuren (Sur l'influence de la pression sur la constante d'inversion de quelques acides). — *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 657 ; 1896.

Quelle est l'influence de la pression extérieure sur la conductibilité des électrolytes ? La réponse probable à cette question est la suivante : à une augmentation de la dissociation par l'effet de la pression correspond une augmentation de la conductibilité. Or, d'après Arrhenius, le phénomène de l'inversion du sucre de canne par l'action d'un acide est une conséquence de la dissociation de cet acide. Il est donc naturel de rechercher si une augmentation de la pression extérieure accélère ou non cette inversion. L'auteur se sert d'une pompe de Cailletet pour exercer la pression et observe le phénomène de l'inversion au moyen d'un saccharimètre de Lippich-Landolt. Il obtient les résultats suivants :

1° Contrairement aux prévisions, la vitesse d'inversion de toutes les dissolutions contenant pour 100 centimètres cubes environ 23 grammes de sucre de canne et des masses différentes de SO^4H^2, HCl, $C^2H^2O^4$ est *diminuée* par une augmentation de la pression extérieure allant de 1 à 500 atmosphères. Cette influence de la pression diminue avec la teneur en acide. On observe le phénomène inverse avec PO^4H^3, $C^2H^4O^2$;

2° La variation des constantes d'inversion, par suite d'une variation de la pression, est à peu près la même pour les dissolutions de HCl, quelle que soit leur teneur en sucre de canne : pour les dissolutions de PO^4H^3, on constate une augmentation lorsque la teneur en sucre de canne va en diminuant ;

3° Une élévation de température de 10° produit une augmentation

de la constante d'inversion qui est d'environ 5 fois sa valeur pour toutes les dissolutions acides étudiées : au contraire, la variation de la constante par suite de la pression dépend peu de la température. L'influence de la température est surtout notable pour les dissolutions de $C^2H^2O^4$, de PO^4H^3, de $C^2H^4O^2$: pour ces acides, l'influence de la pression sur le phénomène de l'inversion est plus grande à basse température qu'à haute température.

L. MARCHIS.

W. KAWALKI. — Die Abhängigkeit der Diffusionsfähigkeit von der Anfangs concentration bei verdünnten Lösungen (Relation entre le pouvoir diffusif et les concentrations initiales dans les dissolutions étendues). — *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 637 ; 1896.

D'après Nernst, le pouvoir diffusif k d'une dissolution est donné par la formule

$$k = \frac{p_0}{K},$$

p_0, pression cosmotique d'une dissolution de concentration 1 ; K, résistance au mouvement de vitesse 1 qu'éprouve une molécule-gramme de la substance dissoute dans la dissolution.

L'auteur établit que le pouvoir diffusif, en employant les grandes dilutions, est indépendant dans de larges limites de la concentration. Mais, avec une dilution croissante, on arrive à une limite à laquelle les courants de convection sont impossibles à éviter à cause de la faible différence de densité des couches. Cette limite dépend d'ailleurs des mesures de précaution que l'on a prises pour éviter les courants de convection.

Au point de vue de cette limite, les électrolytes et les substances non dissociables ne présentent aucune différence essentielle.

L. MARCHIS.

Max REINGANUM. — Ueber durch isotherme Distillation zu erzeugende Druckdifferenzen (Sur des différences de pression produites par distillation à température constante). — *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 764 ; 1896.

L'auteur interprète une expérience d'Askenasy qui est la suivante :

Un tube de 1 mètre de longueur fermé à l'une de ses extrémités par une plaque de gypse et rempli d'eau est dressé sur une cuve à mercure. L'eau du tube, qui est à l'avance saturée de sulfate de chaux,

se vaporise peu à peu : le mercure monte dans le tube et atteint des hauteurs souvent supérieures aux hauteurs barométriques extérieures. Ainsi après 15 heures, avec un tube de 3,2 millimètres, le mercure est monté à 89,3 centimètres, alors que la pression extérieure n'est que de 75,3 centimètres.

L'auteur fait la théorie de cette expérience en remplaçant le mercure par de l'eau et en plaçant tout le système dans une enceinte fermée ayant en tous ses points la même température. Il calcule avec ces hypothèses et en appliquant les lois de Mariotte et de Gay-Lussac, la différence des tensions de la vapeur d'eau à la surface de la cuve et au sommet du tube précédent. Il indique la relation qui existe entre la différence des tensions de vapeur et la hauteur de la colonne liquide soulevée.

Il déduit de là une méthode pour déterminer les différences très petites qui existent entre les tensions de vapeur de dissolutions.

L. Marchis.

LADISLAS NATANSON. — Sur les lois des phénomènes irréversibles (*Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*; Mars 1896. *Zeitschrift für physikalische Chemie*, t. XXI, p. 193-217; 1896).

Ce travail est l'ébauche d'une théorie générale des phénomènes irréversibles : phénomènes électromagnétiques, hydrodynamiques, phénomènes de diffusion, de conductibilité. L'énoncé seul des hypothèses sur lesquelles est fondée cette théorie est trop complexe pour être développé dans un résumé, même étendu. Nous nous permettons seulement d'engager le lecteur à se reporter d'abord à certains travaux publiés sur ce sujet dans ces dernières années. Parmi eux nous citerons :

LORD RAYLEIGH. — The Theory of Sound. I, p. 78; 1877; et: *Proceedings of the London Mathematical Society*, June 1873, p. 72.

HELMHOLTZ. — Das Princip der kleinsten Wirkung in der Electrodynamik. *Wissenfschaftliche Abhandlungen*, III, p. 476.

BOLTZMANN. — Vorlesungen über Maxwell's Theorie, II, p. 7.

P. DUHEM. — Commentaire aux principes de la Thermodynamique (*Journal de Mathématiques pures et appliquées*, 4e série, t. VIII, p. 269, 1892; t. IX, p. 293, 1893; t. X, p. 203, 1894).

P. DUHEM. — Théorie thermodynamique de la viscosité, du frottement et des faux équilibres chimiques. Paris, Hermann; 1896.

L. Marchis.

L. SILBERSTEIN. — Ein discontinuirliches Bild des sogenanten electrischen Leitungsstroms (Représentation discontinue du courant électrique dans les conducteurs). — *Elektrochemische Zeitschrift*, p. 1-13; 1897.

L'auteur insiste en commençant sur les difficultés que l'on rencontre à définir la conductibilité et la force électrique à l'intérieur d'un conducteur solide, difficultés qui ont déjà été signalées par Boltzmann. Il cherche à les lever en considérant les conducteurs réels comme formés de particules conductrices noyées dans un milieu isolant, qui peut être comme cas particulier l'éther lumineux. Le courant électrique, dans un semblable milieu, serait alors constitué par une série de décharges disruptives très fréquentes, se produisant de l'une à l'autre des particules conductrices.

En appliquant le calcul au cas simple d'un corps formé de feuillets alternativement conducteurs et isolants, on retrouve les lois d'Ohm et de Joule, et la conductibilité spécifique a pour expression

$$C = \frac{K}{8\pi} \cdot \frac{1 + s}{\tau},$$

K étant le pouvoir inducteur des feuillets isolants, s le rapport de l'épaisseur des feuillets conducteurs à celle des feuillets isolants, et τ l'intervalle de temps entre deux décharges consécutives.

M. Silberstein montre comment ce cas particulier peut être généralisé en considérant des particules conductrices distribuées irrégulièrement, ce qui mène aux propriétés des conducteurs isotropes et anisotropes.

Il paraît difficile de concevoir, dans cette théorie, comment une différence de potentiel infiniment petite peut donner naissance à un courant dans un conducteur.

L. Houllevigue.

F. RŒVER. — Studium über die electrische Endosmose von Gerbsaürelösungen durch thierische Häute (Etude sur l'endosmose électrique de solutions de tannin à travers les membranes animales). — *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 397; 1896.

On a proposé d'accélérer le tannage des peaux par des courants électriques traversant les solutions de tannin dans lesquelles elles sont plongées.

A priori, il semble, en effet, que l'endosmose électrique doit se produire à travers les pores et, par suite, déterminer un écoulement du

liquide suivant les parois mêmes de ceux-ci, tandis que sous l'action des forces hydrostatiques l'écoulement du liquide a lieu principalement suivant les axes de ces pores.

L'auteur a étudié l'influence du courant électrique sur le mouvement de solutions de tannin à travers les peaux telles qu'elles sont traitées dans les tanneries. Il est arrivé aux conclusions suivantes :

1° Des solutions de tannin à 0,2, 0,3 et 0,5 0/0 100 qui ne traversent les peaux qu'en petites quantités par pression hydrostatique, passent au contraire en quantités considérables sous l'action d'un courant électrique. Le liquide se meut dans le sens du courant ;

2° Dans les premières minutes, l'action est proportionnelle à la force électromotrice employée, mais non à l'intensité du courant ;

3° La masse de liquide transporté par le courant électrique décroît après un passage de ce courant, dans un même sens, pendant 0,2 — 8 minutes ;

4° Par inversion du courant électrique, le courant liquide croît de nouveau jusqu'à un maximum qu'il atteint en 0,2 — 8 minutes pour décroître ensuite ;

5° Pour accélérer la circulation de la solution de tannin, il faut renverser le courant à de courts intervalles, par exemple toutes les minutes.

H. Bagard.

J. WILSING et J. SCHEINER. — Ueber einen Versuch, eine electrodynamische Sonnenstrahlung nachzuweisen, und über die Aenderung des Uebergangswiderstandes bei Berührung zweier Leiter durch electrische Bestrahlung (Le soleil envoie-t-il des ondes électriques ? Recherches sur le changement produit par les ondes électriques dans la résistance au contact de deux conducteurs). — *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 782-793 ; 1896.

Pour étudier les ondes électriques, les auteurs utilisent la diminution brusque qu'elles produisent de la résistance au contact de deux conducteurs. Un fil d'acier, posé sur deux fils parallèles, est intercalé, ainsi qu'un galvanomètre, dans le circuit d'une pile. La résistance des contacts imparfaits ainsi obtenus est de plusieurs milliers d'ohms ; elle est brusquement réduite à quelques ohms lorsqu'une étincelle électrique éclate à quelques mètres de distance. Le courant, qui était très faible, devient de l'ordre d'un centième d'ampère.

A la suite de diverses expériences sur ce sujet, MM. Wilsing et

Scheiner croient qu'il y a là un moyen non seulement de mettre en évidence des ondes électriques, mais encore de mesurer leur intensité. En se mettant à l'abri des ondes réfléchies par les parois de la salle, à l'aide d'un dispositif convenable, ils ont pu étudier, par exemple, les ondes transmises par deux réseaux parallèles ou croisés, etc.

En supprimant, autant que possible, les perturbations produites par les phénomènes calorifiques, les auteurs n'ont obtenu aucun résultat positif en faisant tomber sur la résistance variable les rayons solaires réfléchis par le miroir métallique d'un héliostat. Ils estiment que si le soleil envoie des ondes électriques, l'atmosphère terrestre doit fonctionner comme écran.

A. Cotton.

C. CHRISTIANSEN. — Experimentaluntersuchungen über den Ursprung der Berührungselectricität (Recherches expérimentales sur l'origine de l'électricité de contact). — *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 644 ; 1895; — *Id.*, t. LVIII, p. 682; 1896.

K. WESENDONCK. — Bemerkungen zu der Arbeit des Hrn. Christiansen über den Ursprung der Berührungselectricität (Remarques au sujet du travail de M. Christiansen sur l'origine de l'électricité de contact). — *Wied. Ann.*, t. LVIII. p. 411 ; 1896.

M. Christiansen s'est proposé de mesurer la différence de potentiel entre un métal liquide M (mercure ou amalgame) et un métal solide M' et de rechercher quelle pouvait être l'influence exercée sur cette différence par l'atmosphère qui baigne les métaux. Il a opéré par la méthode de l'égaliseur de potentiel, imaginée par Lord Kelvin, en produisant un écoulement du métal M entre deux lames très rapprochées formées du métal M', au sein de différents gaz (air, H, CO^2, O, HCl, SO^2, Az^2O).

Voici tout d'abord les résultats principaux qu'il rapporte :

1. — La différence électrique entre le mercure et un métal solide M' varie suivant les traitements mécaniques ou chimiques qu'a pu subir la surface de M'; elle varie aussi notablement avec la nature de l'atmosphère gazeuse. Il semble, par exemple, que les métaux solides soient plus négatifs dans l'hydrogène que dans l'air, sauf le platine pour lequel l'inverse aurait lieu. Quand M est un amalgame liquide, la différence observée est très irrégulière et paraît dépendre de la richesse de l'amalgame et des dimensions de la veine liquide.

2. — Des nombres obtenus, M. Christiansen conclut que le mercure, d'une part, et un amalgame de Zn, de Cd, de Pb, ou de Sn,

d'autre part, ne présentent pas entre eux de différence électrique dans un gaz inerte. Dans une atmosphère oxydante, au contraire, il y aurait une différence d'autant plus grande que l'amalgame serait plus riche.

Ainsi énoncés par l'auteur, ces différents résultats semblent être en désaccord complet avec les observations antérieures, et, en particulier, avec les expériences de M. Pellat.

Mais cette contradiction n'est qu'apparente. M. Pellat [1] et M. Wesendonck ont séparément appelé l'attention sur ce point capital que la différence électrique observée par M. Christiansen n'est pas la différence électrique *vraie* M/M′, mais bien la différence *apparente* des métaux M et M′ au contact, c'est-à-dire la différence de potentiel des couches électriques qui recouvriraient ces métaux supposés mis au contact et baignés par l'atmosphère considérée. Cette distinction essentielle une fois établie, les expériences de M. Christiansen s'accordent parfaitement avec ce qu'on savait déjà. Tandis que la différence vraie, M/M′, ne dépend évidemment que de la nature chimique des deux métaux, la différence apparente, que mesure M. Christiansen, peut, en effet, varier avec la nature du gaz baignant les surfaces et avec les altérations que subissent ces dernières, ainsi que cela résulte des observations de M. Pellat.

Quant à la différence entre le mercure pur et un amalgame, on sait que M. Pellat a pu établir l'existence d'une différence *vraie*, égale à 0,49 volt, entre le mercure pur et l'amalgame de zinc.

H. BAGARD.

W. JÆGER et R. WACHSMUTH. — Das Cadmium-Normalelement (Pile-étalon au cadmium). — *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 575; 1896.

C'est un élément Latimer-Clark dans lequel le cadmium remplace le zinc

$$\mathrm{Cd} \mid \mathrm{CdSo^4} \mid \mathrm{H}g^2\mathrm{So^4} \mid \mathrm{H}g.$$

Au lieu de cadmium pur, on emploie un amalgame renfermant 1 partie de Cd pour 6 parties de Hg et qui fond vers 60°. Cet amal-

(1) PELLAT, *Remarques au sujet des expériences de M. Christiansen sur l'électricité de contact* (*Éclairage électrique*, t. VIII, p. 576, 1896).

game est recouvert d'une couche de cristaux de sulfate de cadmium. Quant au mercure, il est recouvert d'une pâte formée de sulfate mercureux et de cristaux de sulfate de cadmium, mélangés au sein d'une solution saturée de ce dernier sel.

La force électromotrice de cet élément a été mesurée par comparaison avec un Latimer-Clark. A 20°, elle est de 1,0190 volt (international). Elle varie avec la température suivant, la relation suivante, entre 5° et 25°:

$$E_t = E_{20} - 3{,}8.10^{-5}(t - 20) - 0{,}065.10^{-5}(t - 20)^2.$$

Les auteurs indiquent les traitements à faire subir au sulfate de cadmium du commerce et au sulfate mercureux pour obtenir un étalon bien défini.

La force électromotrice de plusieurs éléments est restée constante à 0,0001 volt près pendant deux ans. Cette pile peut être transportée sans qu'il en résulte de variation appréciable de la force électromotrice.

H. Bagard.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

5e Série. T. XLII ; 1896.

HOLMAN, LAWRENCE et BARR. — Melting points of aluminium, silver, gold, copper and platinum (Point de fusion de l'aluminium, de l'argent, de l'or, du cuivre et du platine). — P. 37-51.

Les mesures sont faites à l'aide du couple platine-platine rhodié à 10 0/0 de M. Le Chatelier, étalonné à 3 températures : glace fondante, ébullition du soufre [en admettant pour cette température la formule $T = 444{,}53 + 0{,}082\,(H - 760)$ donnée par Callendar et Griffiths], fusion de l'or (en prenant le nombre $T = 1072°$ fourni par Holborn et Wien) ; les forces électromotrices sont reliées aux températures soit par la formule exponentielle, soit par la formule logarithmique, indiquées dans un mémoire précédent de M. Holman, et on prend la moyenne de leurs indications.

Les métaux employés étaient très purs, à l'exception du platine.

L'or, l'argent et le cuivre renfermaient moins de 0,01 0/0 d'impuretés, l'aluminium 0,07 0/0, le platine environ 1/2 0/0.

Le tableau suivant résume les résultats obtenus par les auteurs et par leurs prédécesseurs :

Auteurs	Méthode	Al	Ag	Au	Cu	Pt
Holman, L. et B....	Th.-électr......	660	970	1.072	1.095	1.760
Violle..............	Chal. Specif....		954	1.035	1.054	1.775
Ledebur............	id.		960		1.100	
Le Chatelier.........	Th.-électr......	635		1.035		
Callendar...........			945	1.037		
Erhard et Schertel..			954	1.075		
Barus..............	Th.-électr......	641	985	1.090	1.095	1.783
Holborn et Wien ...	Th.-électr......		968	1.072	1.082	

L. Houllevigue.

J.-A. FLEMING. — A further examination of the Edison effect in glow lamps (Étude de l'effet Edison dans les lampes à incandescence). — P. 52-102.

Si, dans l'intérieur d'une lampe à incandescence, on place une lame métallique isolée perpendiculaire au plan du filament de charbon, un galvanomètre relié à l'extrémité positive du filament et à cette lame indique, lorsque la lampe est actionnée, un courant dirigé, dans la lampe, du premier à la seconde. On n'obtient au contraire aucun courant lorsqu'on relie le galvanomètre à la lame et à l'extrémité négative du filament. Tel est le phénomène obtenu en 1884 par Edison, et étudié en 1885 par Preece. M. Fleming reprend cette étude en faisant varier de toutes les manières possibles la forme et la position de la lame métallique, ainsi que l'intensité du courant envoyé dans la lampe. La conclusion de toutes ces expériences est que, dès que la lampe est actionnée, la lame métallique est amenée et maintenue au même potentiel que l'extrémité négative du filament, et que la cause qui détermine cette égalisation de potentiel a son origine à cette extrémité : ainsi, l'action disparaît ou s'atténue beaucoup si on protège la lame contre la partie négative du fil par une lame de mica ou un tube de verre ; elle s'accroît, au contraire, si on dispose la lame en forme de cylindre entourant la partie négative du charbon.

Parmi les expériences citées, une des plus curieuses est la suivante : la lame métallique, placée à l'intérieur de la lampe, est reliée à l'un des pôles d'un condensateur de 5 microfarads dont l'autre pôle est à la terre, et portée à un potentiel positif de 50 volts. Dès qu'on provoque l'incandescence du filament de charbon, le condensateur est

intantanément déchargé. La décharge ne se produit pas si la lame et l'armature du condenseur reliée avec elle sont portées à un potentiel négatif. M. Fleming cherche l'explication de ces faits dans les projections de particules de carbone produites par le filament incandescent, et il admet que ces molécules de carbone sont toutes électrisées négativement, quel que soit leur point de départ sur le filament ; cette hypothèse paraîtra peut-être un peu hasardée ; peut-être pourrait-on trouver une explication préférable en rapprochant l'effet Edison de la décharge des corps électrisés produite par certaines effluves et par les rayons actiniques.

L. Houllevigue.

S.-P. THOMPSON. — On hyperphosphorescence (Sur l'hyperphosphorescence). P. 103-107. — Some experiments with Röntgen's rays (Expériences avec les rayons Röntgen). — P. 162-197.

L'auteur propose le nom d'hyperphosphorescence pour désigner les propriétés des sels d'uranium étudiées récemment par M. Becquerel ; il apporte à ce sujet quelques documents relatifs à diverses substances fluorescentes. Remarquant que la fluorescence appartient surtout aux sels de platine et d'uranium, qui ont des poids atomiques élevés, et que les corps qui absorbent fortement les rayons X ont aussi un poids atomique très grand, il s'est demandé s'il n'y avait pas entre ces deux faits une loi de réciprocité analogue à celle qui lie le pouvoir émissif au pouvoir absorbant. Il résulterait de là que les meilleures substances à employer pour émettre les rayons Röntgen seraient celles qui les absorbent le mieux ; on a effectivement observé que des rayons X étaient émis par les corps suivants, exposés aux décharges cathodiques : spath d'Islande, apatite, rubis, saphir, diamant, verre d'urane, schéelite, tourmaline, blende hexagonale, zinc, aluminium, cuivre, fer, magnésium, platine et uranium. Mais, au point de vue pratique, les métaux, fer ou platine, restent encore la meilleure anticathode. L'échauffement de l'anticathode favorise l'émission des rayons X : pour s'en rendre compte, on employa un tube où une lame de platine, qui pouvait être échauffée par un courant électrique, servait d'anticathode. Elle donna les meilleurs résultats lorsqu'elle fut portée par le courant dans le voisinage du rouge cerise.

Au cours de ces recherches, il fut observé que les photographies

obtenues avec différentes substances comme anticathodes ne révélaient pas la même transparence relative des différents tissus ; les radiations X ne sont donc pas homogènes et ont des compositions différentes suivant la nature du corps qui les émet : résultat conforme à celui déjà obtenu par MM. Benoîst et Hurmuzescu.

L. Houllevigue.

F.-W. BURSTALL. On the use of bare wire for resistance coils (Bobines de résistance à fils nus). — P. 209-224.

Dans les boîtes de résistance ordinaires, il est pour ainsi dire impossible de connaître exactement la température des fils, entourés de soie et d'une épaisse couche de paraffine. De plus, il est très utile de recuire le fil de la bobine, une fois enroulée, à une température aussi élevée que possible; or, dans les bobines ordinaires, recouvertes de soie, on ne peut pas dépasser 140° pour ce recuit. Ces deux inconvénients disparaissent dans l'emploi de bobines de résistance à fils nus plongés dans un bain d'huile de pétrole. M. Burstall indique le moyen de construire de semblables bobines en enroulant le fil, alliage de platine et d'argent, sur une armature en mica. Les bobines sont assemblées en une boîte à décades.

L. Houllevigue.

T. PRESTON. — On the continuity of isothermal transformations from the liquid to the gaseous state (Continuité des transformations isothermiques entre les états liquide et gazeux). — P. 231-240.

Tout le monde connaît la forme d'isotherme théorique AMNE proposée par J. Thomson et vulgarisée par Van der Waals [1]. Cette courbe renferme une partie MN, où l'équilibre est instable, le volume augmentant en même temps que la pression ; c'est sur MN que porte la remarque de l'auteur ; il cherche à montrer comment on pourrait en concevoir l'existence, en admettant que le système qui se transforme puisse être soustrait à l'action de la pesanteur. Les bulles de

[1] La figure est aisée à faire : la courbe tracée de gaucne à droite, descend jusqu'à M, remonte de M en N, et redescend à partir de N. Une parallèle à OV, d'ordonnée égale à ϖ_0, la coupe en trois points B, C, D ; C est sur la branche MN, et les deux aires BMC, CND sont équivalentes.

vapeur resteraient alors en place au sein du liquide. Si ϖ est la tension de vapeur dans l'une d'elles, de rayon r, et p la pression du liquide environnant, on aurait:

$$p = \varpi + \frac{2A}{r}.$$

Mais ϖ dépend de la courbure. En appelant ϖ_0 sa valeur au contact d'une surface liquide plane, on a:

$$\varpi = \varpi_0 - \frac{2A}{r} \frac{\rho_2}{\rho_1 - \rho_2}$$

en désignant par ρ_1 la densité du liquide et par ρ_2 celle de sa vapeur.

La relation entre p et r devient alors:

$$\varpi_0 = p + \frac{2A}{r} \frac{\rho_1}{\rho_1 - \rho_2},$$

et si r augmente, le volume total v du système augmente en même temps que la pression p. On passe facilement de l'équation précédente à la suivante:

$$\left(v - \frac{1}{\rho_1}\right) (\varpi_0 - p)^3 = \frac{32}{3} \varpi A^3 \left(\frac{\rho_1}{\rho_1 - \rho_2}\right)^2 = C^{te},$$

qui pourra représenter la partie MC de l'isotherme de J. Thomson (p devant être inférieure à ϖ_0). Cette transformation serait encore instable parce que, si la moindre inégalité se produisait entre les dimensions des bulles de vapeur, les actions capillaires tendraient à augmenter les plus grosses aux dépens des plus petites.

Supposons que les bulles de vapeur augmentant, le liquide qui les sépare forme des lames de plus en plus minces. A un moment donné, les forces capillaires transformeront ces lames en gouttes liquides flottant dans la vapeur. La vapeur sera maintenant à une pression ϖ plus grande que sa pression normale ϖ_0:

$$\varpi = \varpi_0 + \frac{2A}{r} \frac{\rho_2}{\rho_1 - \rho_2}.$$

et cette pression augmentera à mesure que, la vaporisation s'effectuant, r diminuera. Cet effet correspondra à la partie CN de la

courbe isotherme. ϖ devra ensuite diminuer, pour prendre la valeur ϖ_0, quand les gouttes liquides auront entièrement disparu.

L. Houllevigue.

J.-J. THOMSON et RUTHERFORD. — On the passage of electricity through gazes exposed to Röntgen rays (Passage de l'électricité à travers les gaz exposés aux rayons Röntgen). — P. 392-407.

Le gaz soumis aux rayons X traverse un tube métallique dans l'axe duquel se trouve une tige conductrice, le tube et la tige étant reliés aux deux pôles d'une batterie d'accumulateurs. Le passage du courant diminue grandement la conductibilité du gaz. Si on fait croître la force électromotrice de la batterie, l'intensité du courant varie en atteignant un maximum.

L'effet produit peut s'expliquer si on assimile à un électrolyte le gaz modifié par les rayons Röntgen; les auteurs en donnent une théorie dans cette hypothèse. En appelant n le nombre de particules conductrices par unité du volume au temps t, q le nombre de celles créées par l'action des rayons X, αn^2 le nombre de celles qui disparaissent d'elles-mêmes, par seconde, ε la charge de chacune d'elles, i la densité du courant et l la distance des électrodes, on a l'équation :

$$(1) \qquad \frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - \frac{i}{l\varepsilon}.$$

Pour l'état stationnaire, on a $\frac{dn}{dt} = 0$. Si on appelle E la différence de potentiel entre les électrodes, et U la somme des vitesses des ions positifs et négatifs pour une différence de potentiel égale à un, on a :

$$i = \frac{n\varepsilon UE}{l}, \qquad \text{ou} \qquad n = \frac{li}{\varepsilon UE};$$

de telle sorte que l'intensité du courant est donnée par :

$$(2) \qquad 0 = q - \frac{\alpha l^2 i^2}{\varepsilon^2 U^2 E^2} - \frac{i}{l\varepsilon};$$

pour E infini, i tend vers $I = q\varepsilon l$. Le résultat, en apparence paradoxal, que I augmente avec l, a été vérifié par les auteurs et par M. Righi (V. même volume, p. 530).

L'équation (2) peut s'écrire:

$$(3) \qquad I - i = C \frac{i^2}{E^2},$$

en posant $C = \frac{\alpha l^3}{\varepsilon U^2}$. Le mémoire renferme de nombreuses vérifications de la relation (3) pour le chlore, l'air, l'hydrogène, le gaz d'éclairage, l'hydrogène sulfuré et la vapeur de mercure.

De la mesure de i on peut déduire le nombre des molécules conductrices formées dans le gaz par l'action des rayons X. En raisonnant sur l'hydrogène, on trouve que le courant mesuré serait capable de libérer par électrolyse dans une seconde $\frac{1}{3 \times 10^{12}}$ de la masse gazeuse totale. Telle serait donc aussi la fraction du volume d'hydrogène que les radiations employées rendent conductrice dans le même temps ; il ne s'agit ici que d'une moyenne, la radiation envoyée par le tube de Crookes étant intermittente.

Les auteurs transforment encore la relation (3), en y introduisant une grandeur susceptible de mesure, à savoir le temps T nécessaire pour que le nombre des particules conductrices soit réduit de moitié, les rayons X et le courant électrique étant supprimés. Ils obtiennent la formule approchée:

$$(4) \qquad \frac{i}{I} = \frac{EUT}{l^2};$$

qui permet de déterminer U, les autres grandeurs étant mesurées; ils trouvent ainsi, pour l'air, que la vitesse des ions électrisés dans le champ unité (1 volt par centimètre) serait d'environ 0,33 centimètres par seconde: nombre très grand par rapport à la vitesse des ions dans les électrolytes liquides, mais très-petit par rapport à celui qu'indiquerait la théorie cinétique pour 1 atome portant la charge électrique atomique et se déplaçant dans l'air à la pression atmosphérique (environ 50 centimètres par seconde). Ce résultat semblerait donc impliquer, d'après les auteurs, que les particules exposées aux rayons X sont réellement constituées par l'agrégation d'un grand nombre d'atomes.

L. Houllevigue.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE

5ᵉ série, T. XLIII ; avril 1897.

E. RUTHERFORD. — On the electrification of gases exposed to Röntgen rays, and the absorption of Röntgen radiation by gases and vapours (Sur l'électrisation des gaz exposés aux rayons Röntgen et l'absorption de ces rayons par les gaz et les vapeurs). — P. 241 ;

L'action des rayons X permet d'obtenir de l'air électrisé, au moyen de la disposition suivante : une des parois d'une large caisse métallique est percée d'un trou dans lequel est mastiqué un tube de verre ; suivant l'axe du tube de verre est fixé un fil métallique qui s'avance dans l'intérieur de la caisse, au-delà de l'extrémité du tube de verre ; le fil est relié à l'une des extrémités d'une pile dont l'autre extrémité est au sol ; la caisse métallique est également au sol ; si, à travers une des parois de la caisse, formée par exemple par une lame mince d'aluminium, on envoie des rayons X, il s'établit un courant entre le fil et la caisse ; si alors on provoque un courant d'air dans le tube de verre, une partie des particules chargées n'arrive plus jusqu'au fil, et l'air entraîné est chargé d'une électricité de signe contraire à celui de la charge du fil.

On peut, avec certaines précautions, recevoir cet air sur une plaque métallique reliée à l'aiguille d'un électromètre, qui dévie d'une façon progressive aussi longtemps que les rayons X et le courant d'air sont en action.

Au lieu d'une plaque métallique, contre laquelle le courant d'air vient se briser d'une façon plus ou moins irrégulière, on peut employer un tube métallique à travers lequel on dirige le courant d'air électrisé.

En faisant croître le potentiel du fil chargé, les autres conditions restant les mêmes, l'auteur a obtenu les résultats suivants :

Potentiel en volts	Electrisation (échelle arbitraire)
17	60
35	100
70	130
200	82

Ainsi l'électrisation de l'air passe par un maximum, qui correspond

justement à la différence de potentiel pour laquelle le courant à travers le gaz soumis aux rayons X atteindrait sa valeur limite; on s'explique que l'électrisation diminue ensuite lorsque la différence de potentiel augmente, bien que le débit sous l'action des rayons X reste alors constant, par ce fait que, à mesure que le potentiel croît, la vitesse avec laquelle les particules électrisées se dirigent vers les conducteurs croît également, de sorte qu'une proportion de plus en plus grande de ces particules peut échapper à l'action du courant d'air.

La rapidité de la décharge dans le passage de l'air électrisé à travers un tube dépend du métal qui constitue ce tube et aussi du signe de la charge du gaz: ainsi un tube de zinc se charge plus facilement lorsque l'air est négatif que lorsqu'il est positif, la différence étant d'environ 20 0/0 ; la même chose a lieu pour l'étain, le cuivre, l'aluminium, le plomb, la différence étant toujours dans le même sens, mais plus ou moins marquée.

On peut opérer de la même façon avec différents gaz ; leur électrisation est d'autant plus forte que la conductibilité sous l'action des rayons X est plus grande; ainsi l'oxygène et l'oxyde de carbone, toutes choses égales d'ailleurs, s'électrisent moins que l'air, tandis que l'acide carbonique s'électrise davantage, les électrisations étant sensiblement proportionnelles aux conductibilités ; les expériences faites sur l'hydrogène s'accordent également bien avec la conductibilité de ce gaz soumis aux rayons X.

Des dimensions de l'appareil, de la vitesse du courant gazeux et de la proportion des ions entraînés, on peut déduire un calcul approché de la vitesse des ions sous l'influence du champ électrique; on trouve ainsi une vitesse d'environ 1 centimètre par seconde pour un gradient de 1 volt, quantité qui est du même ordre que celle déduite, dans le mémoire précédent, de considérations différentes [1].

M. Rutherford étudie ensuite par une méthode différentielle ingénieuse l'absorption des rayons X par différents gaz, qui peut être mesurée par le coefficient λ de l'exponentielle $e^{-\lambda l}$, l étant l'épaisseur du gaz traversée. Il trouve que les valeurs de λ varient dans le même sens que celles de la conductibilité sous l'action des rayons X, et à peu près proportionnellement, sans bien préciser dans quelles conditions ces conductibilités ont été déterminées :

---

[1] Voir ci-dessus, p. 387.

	λ	Conductibilité
Hydrogène	faible	0,5
Air	0,001	1
Oxygène	0,001 environ	1,2
Azote		0,9
Oxyde de carbone		0,8
Acide carbonique		1,2
Acide sulfureux	0,0025	4
Hydrogène sulfuré	0,0037	6
Acide chlorhydrique	0,0065	11
Chlore	0,0095	18

M. Benoist, en étudiant l'absorption des rayons X dans l'air, l'acide sulfureux et le chlorure de méthyle, a trouvé qu'elle est sensiblement proportionnelle à la densité (1) ; les résultats de M. Rutherford, relatifs à l'air et à l'acide sulfureux, s'accordent bien avec ceux de M. Benoist, mais la loi de proportionnalité à la densité n'est pas générale ; ainsi l'acide chlorhydrique est environ deux fois plus absorbant que l'hydrogène sulfuré, bien que les densités des deux gaz soient voisines, et six ou sept fois plus que l'oxyde de carbone, dont la densité est cependant supérieure à la sienne.

D'autre part, M. Perrin a trouvé la conductibilité de l'hydrogène, dans des conditions bien déterminées, notablement plus faible que ne l'indique M. Rutherford (2).

Ch. Maurain.

G.-J. BURCH. — The Tangent Lens-Gauge (Plan tangent pour la mesure des lentilles). — P. 256-259.

Sur une lentille sphérique convexe, on pose un petit appareil très rudimentaire formé de deux plans de verre, faisant entre eux un angle très obtus. On a au contact deux systèmes d'anneaux de Newton, dont on mesure la distance des centres. La connaissance de l'angle des deux lames planes de verre suffit dès lors pour déterminer le rayon de courbure de la lentille.

B.

---

(1) *C. R.*, t. XXXIV, p. 146 ; 18 janvier 1897.

(2) Séances de la *Société française de Physique* ; 19 mars 1897.

LORD RAYLEIGH. — On the Passage of Waves through Apertures in Plane Screens and Allied Problems (Sur le passage d'ondes à travers des ouvertures percées dans des écrans plans, et problèmes analogues). — P. 259-273.

Lord Rayleigh, en exprimant au moyen du potentiel Φ des vitesses les conditions auxquelles doit satisfaire l'équation des ondes, ramène le problème à la détermination d'une certaine fonction dont les propriétés sont identiques, dans chaque cas, à celles d'une fonction rencontrée dans un autre chapitre de la physique (électricité, mouvement d'un fluide incompressible) : cette remarque lui donne immédiatement la solution cherchée. Il est question d'ondes planes, qui pourront être ou des ondes sonores, ou des ondes électriques propagées dans un diélectrique.

1° *Écran percé d'une ouverture infiniment petite. — Condition aux limites :* $\frac{d\Phi}{dn} = 0$. — Pour avoir le mouvement vibratoire en un point, il faut ajouter à celui qui existerait si l'écran était complet, la perturbation apportée par l'ouverture.

L'expression des conditions de continuité et de limite donne en avant de l'écran :

$$\Phi_m = 2 \cos nt \cos kx - M \frac{\cos (nt - kr)}{r} \text{ (1)};$$

en arrière de l'écran :

$$\Phi_p = M \frac{\cos (nt - kr)}{r},$$

où

$$M = - \int\int \Psi_m ds.$$

Les conditions auxquelles doit satisfaire Ψ montrent que M représente aussi la capacité électrique d'un disque conducteur qui aurait la forme et les dimensions de l'ouverture et éloigné de tout autre corps : le problème est donc résolu.

2° *Même donnée. — Condition aux limites :* $\Phi = 0$. — On est ramené à déterminer une fonction qui est précisément le potentiel des vitesses lors du déplacement à travers un fluide incompressible d'une plaque ayant la forme de l'ouverture.

(1) x, est la distance à l'écran plan; r, la distance à l'ouverture; t, le temps.

3° *Plaque réfléchissante infiniment petite.* — *Condition* $\frac{d\Phi}{dn} = 0$.

Lord Rayleigh ramène le problème à la détermination de la même fonction que dans le cas précédent de la façon suivante :

Si la plaque avait le mouvement même du fluide qui se trouverait à la même place, l'onde suivante ne serait pas troublée; on aura donc l'onde résultante en ajoutant à cette onde non modifiée celle produite par un mouvement égal et directement opposé de la plaque.

4° *Plaque réfléchissante.* — *Condition* $\Phi = 0$. — Ramené au premier cas, comme le troisième est ramené au second. — Lord Rayleigh traite en suite les mêmes problèmes en remplaçant ces ouvertures infiniment petites par des fentes infiniment étroites. La fonction $\frac{e^{-ikr}}{r}$, potentiel des vitesses relatif à une source punctiforme est remplacée par la fonction analogue D (kr) correspondant à une source linéaire, dont lord Rayleigh a donné l'expression dans *Theory of sound.*

Les quatre problèmes dans lesquels $\frac{d\Phi}{dn} = 0$ correspondent aux ondes sonores.

Les quatre problèmes relatifs aux fentes correspondent à la propagation d'ondes électriques, l'écran étant un conducteur parfait.

E. Perreau.

G. JOHNSTONE STONEY. — **Discussion of a New Theorem in Wave Propagation** (Discussion d'un nouveau théorème relatif à la propagation des ondes). — P. 273-281.

M. Stoney donne une démonstration géométrique du théorème déjà énoncé par lui : que toute perturbation de l'éther lumineux peut être considérée comme la résultante de perturbations dues à des ondes planes indéfinies. Cette décomposition peut être faite d'une infinité de manières : dans chaque cas le phénomène naturel se déterminera par des considérations relatives à l'énergie reçue, absorbée ou transmise par le système, par exemple en tenant compte du principe de la moindre action.

E. Perreau.

S. ROSLINGTON MILNER. — Note on the variation of the Dissociation Coefficient with Temperature (Note sur la variation du coefficient de dissociation avec la température). — P. 286-291.

Un électrolyte binaire dissous dans l'eau est partiellement décomposé en ions, et, lorsque l'équilibre est atteint, on peut, conformément à la théorie des actions de masse, écrire $Kc = c'^2$, en désignant par c et c' les nombres respectifs des molécules non dissociées et dissociées.

Pour les solutions d'acides organiques faiblement dissociées, K est indépendant de la concentration, mais varie avec la température. Pour trouver la loi de cette variation, M. Milner suppose que, le long des isothermes d'un certain cycle réversible, la concentration varie par diffusion à travers une paroi semi-perméable, et il admet que le travail effectué est la somme des travaux effectués par les molécules c et c'. Le travail est donc

$$W = \int_{v_1}^{v_2} p dv + \int_{v_1}^{v_2} p' dv ;$$

ou, en remplaçant p et p' par leurs valeurs en fonction de

$$C_1 = c_1 + c'_1, \quad \text{et} \quad C_2 = c_2 + c'_2, \quad \text{avec} \quad v_1 C_1 = v_2 C_2 = 1 ;$$

$$W = 2RT \left(\log \frac{\sqrt{K + 4C_1} - \sqrt{K}}{\sqrt{K + 4C_2} - \sqrt{K}} - \frac{\sqrt{K}}{\sqrt{K + 4C_1} + \sqrt{K}} + \frac{\sqrt{K}}{\sqrt{K + 4C_2} + \sqrt{K}} \right).$$

La chaleur absorbée par la dissociation qui accompagne la dilution est

$$H = Q\left(\frac{c'_2}{C_2} - \frac{c'_1}{C_1}\right) = Q\frac{\sqrt{K}}{2}\left[\frac{1}{C_2}\left(\sqrt{K + 4C_2} - \sqrt{K}\right) - \frac{1}{C_1}\left(\sqrt{K + 4C_1} - \sqrt{K}\right)\right].$$

où Q désigne la quantité de chaleur qui correspond à une molécule-gramme.

M. Milner écrit que $\frac{1}{W + JH} \cdot \frac{dW}{dT} \cdot dT = \frac{dT}{T}$, égalité qui se transforme en $\frac{d\,(\log K)}{dT} = \frac{Q}{RT^2}$, expression déjà obtenue d'une autre manière par Van't Hoff.

M. DUFOUR.

S. ROSLINGTON MILNER. — The Heats of Vaporisation of Liquids (Les chaleurs de vaporisation des liquides). — P. 291-305.

M. Milner admet que les énergies cinétiques moyennes d'un liquide et de sa vapeur sont égales ; la chaleur de vaporisation interne est alors représentée en unités mécaniques par la différence entre les énergies potentielles (rapportées à 1 gramme) ; et pour que 1 molécule du liquide puisse franchir la couche superficielle, il faut que la composante normale de sa vitesse soit supérieure à une certaine valeur. Si on connaît les lois du mouvement moléculaire dans le liquide, le nombre des molécules satisfaisant à cette condition est connu, et pour que l'état stationnaire soit atteint, il faut qu'un nombre égal de molécules repasse en sens inverse de la vapeur au liquide ; il faut pour cela que la densité de la vapeur atteigne une certaine valeur. La densité de la vapeur saturée est donc fonction de la température et de la chaleur de vaporisation.

L'auteur complète et précise cette explication en tenant compte des chocs mutuels des molécules. Il considère la couche superficielle comme formée de la superposition de couches infiniment minces, et, admettant que le passage à travers une de ces couches correspond à une variation d'énergie potentielle dL_i, il écrit que les nombres des molécules qui la traversent dans les deux sens sont égaux, ce qui le conduit à

$$(1) \qquad dL_i = \frac{RT}{JM} \frac{vdv}{(v-b)^2}. \text{ [1]}$$

L'intégration de (1) entre les limites v et v' (volumes spécifiques respectifs du liquide et de la vapeur saturée) donne

$$(3) \qquad L_i = \frac{RT}{JM}\left(\log\frac{v'-b}{v-b} + \frac{b}{v-b} - \frac{b}{v'-b}\right).$$

---

(1) Cette équation se déduit aisément de la formule de Van der Waals (2. $\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = \frac{RT}{M}$, réduite à la forme simplifiée

$$(2) \qquad p(v-b) = \frac{RT}{M}.$$

On différentie, et l'on tient compte de l'équation fondamentale de l'hydrostatique,

$$dp = \rho dV ;$$

dV est la variation de l'énergie potentielle, qu'on égale ici à $-JdL_i$; ρ est la densité, ou l'inverse de v.

Cette formule contient une quantité b, que l'on peut calculer grossièrement, si on connaît le volume critique, ou avec plus de précision, en portant dans l'équation de Van der Waals les volumes du liquide correspondant à deux pressions différentes. Mais, comme des raisons théoriques [1] portent à croire que b varie lentement avec la température, il sera préférable de tirer de (3) la valeur de b et de la porter dans (2), pour voir si on peut attribuer à a une valeur constante.

L'auteur fait ce calcul pour l'eau et la benzine en appliquant les formules empiriques :

$$L_i = 606,5 - 0,70t - \frac{p(v' - v)}{J}; \quad \text{et} \quad L_i = 107,05 - 0,158t - \frac{p(v' - v)}{J}.$$

En général, on peut trouver des valeurs de b variant lentement avec la température et vérifiant à la fois les équations (2) et (3), la quantité a de l'équation (2) étant une constante (ceci a lieu pour l'eau, la benzine, l'éther, l'alcool méthylique, le chlorure d'étain, le formiate de méthyle, le formiate d'éthyle, l'acétate de méthyle, le formiate de propyle, l'acétate d'éthyle).

L'alcool propylique et le tétrachlorure de carbone font exception : a varie avec la température.

L'élimination de b entre les équations (2) et (3) conduit à une formule donnant L et qui contient a. Aux basses températures, cette formule se simplifie; et on en peut conclure en particulier que l'expression $\frac{ML}{T}$ prise aux températures d'ébullition varie peu pour les différentes substances. C'est la loi connue de Trouton.

M. Dufour.

WIEDEMANN'S ANNALEN

T. LX, n° 4; 1897

MAX PLANK. — Ueber electrisch Schwingungen welche durch Resonnanz erregt und durch Strahlung gedämpft werden (Sur les vibrations électriques excitées par résonnance et amorties par rayonnement). — *Wied. Ann.*, t. LX, p. 577-599.

Le problème est traité d'une façon assez générale, pour un résonnateur rectiligne dont la longueur est petite par rapport à la lon-

(1) Sutherland, *Phil. Mag.*, t. XXXVI, p. 507; 1893.

gueur d'onde. Le calcul est appliqué à certaines expériences de Bjerknes; la théorie est confirmée.

S.

NERNST. — Ueber die Verwendung schneller electrischer Schwingungen in der Brückencombination (Sur l'emploi des vibrations électriques très rapides dans le pont de Wheatstone). P. 600-624.

L'auteur applique les courants de haute fréquence à la méthode de mesure des constantes diélectriques publiée antérieurement [1].

Premier dispositif. — Dans le pont de Wheatstone, la pile est remplacée par le secondaire d'un transformateur Tesla, les bras de proportion 1,2 sont formés de condensateurs sensiblement identiques, les bras, 3 et 4, par les capacités à comparer: le galvanomètre du pont est remplacé, en principe, par un micromètre à étincelles; si le diélectrique de 4 est conducteur on réunit les armatures de 3 par une résistance électrolytique compensatrice égale à la résistance du diélectrique de 4.

Deuxième dispositif: excitateur différentiel. — La décharge de condensateur traverse un pont de Wheatstone; les bras de proportion ont même résistance et même self-induction, dans les bras 3 et 4 sont intercalées les capacités à égaliser; le galvanomètre du pont est remplacé par un tube à vide. Ces méthodes donnent de très bons résultats, même pour des liquides dont la conductibilité est de l'ordre de 2×10^9.

R. SWYNGEDAUW.

F. J. SMALE. — Bestimmung der Dielectricitätsconstanten einiger Salzlösungen nach der electrometrischen Methode (Détermination des constantes diélectriques de quelques solutions salines d'après la méthode électrométrique). — P. 625-628.

Dans un premier mémoire, qui a été analysé dans ce *Journal* [2], M. Smale a décrit la méthode qu'il emploie pour mesurer les constantes diélectriques des liquides. Ses premières mesures n'avaient porté que sur des substances organiques.

Voici, pour quelques solutions salines, les valeurs qu'il a obtenues

(1) *Zeitschrift. f. phys. Chemie*, XIV, p. 622; 1894.
(2) *Journal de Phys.*, 3e série, t. V, p. 411; 1896.

pour la constante diélectrique par rapport à l'eau :

Teneur normale	KCl	HCl	$CuSO^4$
0,001	1,013	0,990	
0,002	1,018	1,033	1,012
0,005	1,034	1,064	1,017
0,008	1,070	1,090	1,050
0,010	1,113	1,126	1,086
0,030	1,160		
0,020			1,128
0,050			1,155

Conclusion : Pour les liquides bons conducteurs, la constante diélectrique croît en même temps que la concentration, mais cet accroissement n'est pas proportionnel à celui de la conductibilité.

H. Bagard.

STARKE. — Dielectricitätsconstanten... (Voy. *Journal de Phys.*, t. V, p. 426 ; 1896).

WILLIBALD HOFFMANN. — Ueber einige Wirkungen des electrischen Feldes auf eine Glühlampe (Sur quelques actions du champ électrique sur une lampe à incandescence). — P. 642-652 ; 1897.

Une lampe à incandescence se trouvant dans le voisinage d'un tube à décharges dont le vide est assez avancé, on observe les phénomènes suivants :

1° Pour des décharges se succèdant lentement, le filament de la lampe effectue une oscillation à chaque décharge ;

2° Pour des décharges de plus en plus rapides, les vibrations du filament deviennent de plus en plus faibles ;

3° Enfin, à partir d'une certaine fréquence des décharges, le filament devient immobile ; de plus, il tend à conserver sa position dans l'espace quand on approche ou qu'on éloigne la lampe du tube.

On observe, d'ailleurs, en général, des oscillations du filament toutes les fois que la lampe se trouve dans un champ électrique où se produisent des charges lentes suivies de charges brusques.

L'auteur a spécialement étudié le cas du champ situé en avant d'un disque métallique relié à l'un des pôles d'une machine à influence, l'autre pôle étant à la terre et les décharges se faisant par un excitateur à boules disposé entre les deux pôles. A chaque décharge, le filament est porté vers le disque. L'expérience réussit tout aussi bien quand la lampe et le disque sont séparés par un diélectrique quel-

conque, mais, avec un écran métallique, le filament reste au repos. Le phénomène est donc purement électrostatique.

L'auteur a étudié, avec une lampe à filament de platine, l'influence qu'ont sur les oscillations, d'une part, la pression à l'intérieur de l'ampoule et, d'autre part, le courant qui traverse le filament.

Les oscillations du filament s'observent quelle que soit la pression intérieure, mais elles présentent un maximum d'amplitude pour le vide qui correspond à l'incandescence la plus parfaite. Quant au courant qui traverse le filament, il a pour effet d'affaiblir l'amplitude des oscillations, cet affaiblissement étant d'autant plus prononcé que l'incandescence réalisée est plus vive.

D'après l'auteur, les faits précédents s'expliqueraient ainsi qu'il suit : Le disque charge par influence le filament ; mais une partie de cette charge s'échappe du filament pour se porter sur la paroi de l'ampoule vis-à-vis du disque influent, cet écoulement d'électricité étant d'ailleurs facilité par la raréfaction du gaz intérieur, ainsi que par l'incandescence du filament. Cette charge de la paroi de verre développe, de son côté, une charge par influence du filament, de sorte que lors de la décharge du disque, le filament est attiré par cette partie de la paroi de l'ampoule, la neutralisation des charges à travers le vide n'étant pas instantanée.

On peut utiliser ces oscillations de la lampe à incandescence pour étudier de près la propagation des décharges tout le long d'un circuit comprenant un tube à décharges.

Enfin, quand il s'agit d'un champ produit par des oscillations très rapides, le filament tend, ainsi qu'il a été dit plus haut, à prendre une position invariable dans l'espace. L'explication précédente devenant insuffisante, l'auteur fait intervenir, dans ce cas, l'action de rayons cathodiques qui, prenant naissance à l'intérieur de l'ampoule, dissiperaient la charge du filament incandescent ; ici encore, c'est cette charge qui, après s'être portée sur la paroi de verre, provoquerait des mouvements du filament opposés à ceux qu'on imprime à la lampe.

H. Bagard.

W. KAUFMANN. — Ueber die im Entladungsfunken eines Condensators entwickelte Wärme (Sur la chaleur développée dans l'étincelle de décharge d'un condensateur). — P. 653-661.

La chaleur dégagée est mesurée par le calorimètre à air de Riess; elle est proportionnelle à la variation du volume sous pression constante.

Quand la résistance métallique du circuit va en croissant de 0,35 ohm à 6,25 ohm, le rapport de la chaleur dégagée dans l'étincelle à la chaleur totale passe de $\frac{1}{9}$ à $\frac{1}{50}$ environ; ce rapport décroît quand la capacité augmente et croît avec la distance explosive.

L'étincelle ne peut pas être considérée comme ayant une résistance indépendante de la nature de la décharge [1].

R. SWYNGEDAUW.

N. SCHILLER. — Einige Versuche über Verdampfumg von Flüssigkeiten durch einen hohen Gasdruck (Quelques expériences sur la vaporisation de liquides soumis à l'action d'une pression élevée produite par un gaz). — P. 755-759.

Considérons un liquide soumis à une pression normale égale à q : soient σ le volume spécifique de ce liquide; s, le volume spécifique de la vapeur saturée sous la pression q; l'expression $q\frac{\sigma}{s-\sigma}$ représente l'accroissement, à température constante, du produit de la tension de vapeur du liquide par l'augmentation q de la pression extérieure.

L'auteur a enfermé dans un tube de Cailletet recourbé un liquide (éther ou chloroforme) et un gaz (azote ou air), et il exerce sur le système une pression de 115 à 120 atmosphères. En abandonnant le tout pendant deux ou trois semaines, à température constante, il constate, au bout de ce temps, qu'il y a vaporisation du liquide. L'auteur admet que le phénomène est dû à ce que, dans ces conditions, le liquide a dissous une certaine quantité de gaz: cette hypothèse n'est d'ailleurs confirmée par aucune expérience directe.

L. MARCHIS.

---

(1) On conçoit très bien la variation de la quantité de chaleur dégagée dans l'étincelle si on se reporte aux considérations que nous avons développées sur la résistance de l'étincelle (R. SWYNGEDAUW, *Comptes Rendus*, 16 juillet 1894; *Archives des Sciences physiques et naturelles de Genève*, 15 mai 1897).

P. CZERMAK. — Lochcameraaufnahmen von Röntgenstrahlen (Emploi de la chambre noire à trou (sans lentille) pour l'étude des rayons Röntgen). — P. 760-767.

On ne peut obtenir d'images réelles par réflexion ou par réfraction, avec les rayons Röntgen; mais on peut former des images avec la chambre noire; on a pu démontrer par là que la source de radiations est bien à la paroi solide (verre ou métal) frappée par les rayons cathodiques.

A. PFLÜGER. — Ueber polare Unterschiede bei Teslaströmen und über einpolige Röntgenröhren die durch solche erregt werden (Sur des différences polaires dans les courants de Tesla et sur les tubes de Röntgen unipolaires excités par ces courants). — P. 768-775.

Les pôles d'un excitateur secondaire, en communication avec les extrémités du secondaire du transformateur Tesla, n'offrent pas des phénomènes symétriques; l'électricité positive s'échappe beaucoup plus facilement d'un pôle que de l'autre; les phénomènes lumineux sont beaucoup plus intenses sur l'un que sur l'autre.

Si on intervertit le signe des charges du condensateur, les pôles s'intervertissent au point de vue des propriétés précédentes.

La différence constatée dépend du signe de la charge de l'excitateur secondaire dans la première oscillation.

D'après l'auteur, le phénomène s'explique si on admet : 1° que la première oscillation a une amplitude beaucoup plus grande que les suivantes ; et 2° si la durée de croissance du courant de décharge du condensateur pendant cette période est plus grande que la durée de décroissance.

La deuxième hypothèse n'a rien d'inacceptable ; nous avons démontré d'ailleurs qu'elle est exacte pour la première période d'oscillation (1); quant à la première hypothèse, elle ne me semble pas nécessaire pour expliquer le phénomène, car si dans la première oscillation simple du condensateur la décharge positive s'est échappée plus facilement de l'un des pôles du secondaire, le même fait se produira dans la suivante, parce qu'une décharge facilite

(1) Swyngedauw, *Archiv. du Sc. ph. et nat. de Genève ;* 15 mai 1897.

beaucoup la décharge suivante, si celle-ci suit la première à bref intervalle ([1]), et c'est le cas ici puisque les pôles du secondaire changent de signe dans un temps de l'ordre du 100.000^ieme^ de seconde.

Des tubes de Röntgen unipolaires sont actionnés en mettant le pôle le moins lumineux; dans les expériences précédentes, en communication avec l'électrode unique du tube. On obtient de bons résultats.

R. SWYNGEDAUW.

H. RUBENS et A. TROWBRIDGE. — **Beitrag zur Kentniss der Dispersion und Absorption der ultrarothen Strahlen in Steinsalz und Sylvin (Sur la dispersion et l'absorption des radiations infrarouges dans le sel gemme et la sylvine).** — P. 723-740.

La méthode des réflexions successives, qui a été récemment indiquée ([2]) par H. Rubens et F. Nichols, permet d'obtenir facilement diverses radiations calorifiques de grandes longueur d'onde, mais on ne peut choisir à son gré ces radiations et faire varier la longueur d'onde d'une façon continue. Les auteurs se sont proposés de rechercher si la méthode ordinaire du prisme ne permettrait pas, elle aussi, d'obtenir de telles radiations en employant des substances comme le sel gemme et la sylvine. Dans ce but, ils étudient la dispersion et l'absorption de cette partie de l'infra-rouge par ces deux substances.

Dispersion. — La méthode expérimentale employée dérive de celle employée par Langley pour comparer les dispersions produites par un prisme et par un réseau. Un spectre calorifique est formé, à l'aide de miroirs concaves, par un prisme (angle réfringent 11 à 12 degrés) de la substance à étudier. Ce spectre se projette sur la fente d'un spectromètre comprenant un réseau de fils, et un radiomètre comme instrument d'observation. Ce radiomètre est celui décrit récemment par Nichols ([3]) ; la fenêtre est fermée par une plaque de chlorure d'argent.

Les auteurs trouvent qu'une formule du type Ketteler-Helmholtz représente suffisamment bien les résultats dans la région du spectre étudiée. Les 5 constantes de cette formule avaient été antérieurement

---

([1]) SWYNGEDAUW, *Eclairage électrique*, p. 339; 15 mai 1897.

([2]) RUBENS et NICHOLS, *Wied. Ann.*, t. LX, 418 ; *Journal de Physique*, p. 115 de ce volume.

([3]) NICHOLS, *Wied. Ann.*, t. LX, 401 ; *Journal de Physique*, p. 212 de ce volume.

déterminées ; Rubens avait, en effet, étudié la dispersion du sel gemme et de la sylvine jusqu'aux environs de 8 μ ; et, d'autre part, Rubens et Nichols avaient fait des mesures aux environs de 20 μ. C'est la région intermédiaire dont les auteurs se sont occupés et où ils ont trouvé des résultats très voisins de ceux que la formule faisait prévoir.

Absorption. — Pour obtenir les courbes d'absorption, les auteurs utilisent, pour former les spectres, les prismes précédemment étudiés. Pour diverses radiations, ils comparent les impulsions observées au radiomètre, le faisceau traversant successivement l'une ou l'autre de deux couches, d'epaisseurs différentes, de la substance à étudier.

La *fluorine* a donné des résultats qui concordent très bien avec ceux de Paschen. Le pouvoir absorbant augmente rapidement avec la longueur d'onde et, sous l'épaisseur de 1 centimètre, on n'observe plus de radiations transmise, à partir de 11 μ environ.

Le *sel gemme* absorbe, à partir de 12 μ environ, de plus en plus à mesure que la longueur d'onde augmente. On n'observe plus de radiation transmise vers 20 μ.

La *sylvine* donne une courbe très analogue à la précédente, mais elle est plus transparente que le sel gemme. Pour la radiation $\lambda = 23^{\mu},7$, le pouvoir absorbant est le même que celui du sel gemme pour la radiation de longueur d'onde $18^{\mu},5$.

Des mesures ont été faites également par le *chlorure d'argent*, mais elles doivent être corrigées de l'influence des réflexions, les auteurs n'ayant pu employer qu'une seule plaque de cette substance.

Les auteurs pensent que des prismes de sel gemme et de sylvine peuvent servir à étudier l'infra-rouge, mais que les radiations obtenues sont toujours notamment moins intenses que celles obtenues à l'aide de plusieurs miroirs.

A. COTTON.

G.-C. SCHMIDT. — Polarisirte Fluorescenz (Fluorescence polarisée). — P. 741-754.

L'auteur étudie au polariscope la lumière émise par les milieux fluorescents, comme Sohncke l'avait fait antérieurement [1].

Ses observations sur les *corps isotropes* confirment les résultats

[1] SOHNCKE, *Wied. Ann.*, 58, 422 ; 1896.

antérieurs : la lumière émise n'est jamais polarisée. En particulier, il a étudié à ce point de vue les *vapeurs* fluorescentes [1] (de sodium, de potassium, ou de substances organiques, comme la naphtazarine et l'anthracène).

Pour les *cristaux biréfringents*, il trouve que la plupart émettent de la lumière polarisée, mais il ne croit pas, contrairement à ce qu'avait annoncé Sohncke, qu'il y ait là une règle sans exceptions. Ainsi le nitrate d'urane et de nombreux cristaux colorés artificiellement, d'après la technique de Lehmann et dont quelques-uns sont pourtant nettement dichroïques, émettent d'après l'auteur de la lumière naturelle.

Il a étudié aussi la lumière émise par des cristaux phosphorescents, après suppression de la lumière excitatrice et trouve qu'elle est polarisée lorsque la lumière fluorescente l'est elle-même. Cette observation s'applique à la phosphorescence développée par l'action de la chaleur (thermoluminescence), lorsque la couleur émise est la même que lors de la phosphorescence ordinaire. Des corps isotropes comprimés ou trempés présentent la fluorescence polarisée.

L'auteur a tenu compte de la polarisation par réfraction qui intervient lorsque les rayons traversent obliquement la surface de la substance à étudier.

Il cherche à relier les faits observés à l'interprétation théorique que Wiedemann et lui-même [2] ont donnée des phénomènes de luminescence.

A. COTTON.

F. PASCHEN. — Ueber Gesetzmässigkeiten in den Spectren fester Körper (Sur les lois des spectres d'émission des corps solides) (Deuxième mémoire). — P. 662-723.

M. Paschen s'est proposé de rechercher, par la méthode bolométrique, les lois de la répartition de l'énergie dans les spectres d'émission de divers corps solides. Ce mémoire fait suite à un autre travail analysé récemment dans ce journal (même volume, p. 315). Ce premier travail contenait la description de la méthode employée, et les résultats obtenus, en prenant comme source une lame de platine recouverte d'*oxyde de fer*. Dans le mémoire actuel, sont rapportés

---

(1) WIEDEMANN et SCHMIDT, *Wied. Ann.*, t. LVII., 447 ; 1896.

les résultats obtenus avec les corps suivants : *Oxyde de cuivre*, *noir de fumée*, *charbons* de diverses sortes (dans l'air ou dans le vide), *platine*. Les valeurs numériques sont groupées dans de nombreux tableaux ou représentées par des courbes qui figurent soit la répartition de l'énergie rayonnée I en fonction de la longueur d'onde λ à une température déterminée (courbes d'énergie spectrale) ; soit la variation de l'intensité d'une radiation déterminée lorsque la température change (courbes isochromatiques).

Ces nouvelles mesures confirment les résultats généraux de l'étude du rayonnement de l'oxyde de fer. Les diverses courbes d'un même réseau ont entre elles des relations très simples. Ainsi les diverses courbes d'énergie spectrale relatives aux diverses températures se superposent toutes lorsqu'on prend pour abscisses $\frac{\lambda}{\lambda_m}$ et pour ordonnées $\frac{I}{I_m}$, λ_m étant la longueur d'onde pour laquelle l'énergie rayonnée a sa valeur la plus grande λ_m.

Les différents corps étudiés ont donné des résultats très voisins les uns des autres ; et même la valeur absolue du rayonnement diffère très peu d'un corps à l'autre (Le platine qui s'éloigne davantage d'un corps « parfaitement noir » a un pouvoir émissif moindre que les autres).

Les formules représentant les résultats se rapprochent beaucoup de celles que Wien avait trouvèes théoriquement. En particulier, l'auteur trouve lui aussi la relation suivante, proposée depuis longtemps par Wien :

$$\lambda_m \times T = C^{te},$$

dans laquelle T désigne la température absolue, et λ_m la longueur d'onde de la radiation la plus intense. Un corps noir à la température ordinaire (15° C.) émettrait un spectre dont la partie la plus intense serait autour de $\lambda = 9\mu$.

Quant aux autres formules donnant, la première l'intensité de la radiation la plus intense en fonction de la température absolue :

$$I_m = c' \times T^{\alpha},$$

et la seconde l'intensité en fonction des deux variables T et λ :

$$I = C\lambda^{-\alpha}c^{-\frac{c}{\lambda T}}.$$

elles ont exactement la même forme que celles trouvées récemment par Wien à l'aide d'hypothèses théoriques [1]. Elles n'en diffèrent que par la valeur de l'exposant α qui serait, d'après Wien, égal à 5, et pour lequel l'auteur trouve des nombres dont le plus faible est 5,24.

Mais ces valeurs vont en diminuant lorsqu'on passe d'un corps réfléchissant à un corps noir. Aussi M. Paschen estime-t-il que les formules de Wien, sinon ses hypothèses elles-mêmes, se trouvent vérifiées par son travail et qu'elles représenteraient bien le rayonnement d'un corps « parfaitement noir ».

A. Cotton.

P. LEBEDEW. — Ueber die ponderomotorische Wirkung der Wellen auf ruhende Resonatoren — II. Hydrodynamische Oscillations resonatoren (Action pondéromotrice des ondes sur des résonnateurs en repos. — II. Résonnateurs pour les oscillations hydrodynamiques). — *Wiedemann's Annalen ;* LIX, p. 116-133 ; 1896.

Dans l'eau plonge une sphère de 30 millimètres de diamètre. Cette sphère est mise en oscillations mécaniques par un électromoteur dont le mouvement est maintenu très régulier et qui peut lui donner des amplitudes de 11 à 23 millimètres. Les oscillations hydrodynamiques produite par cet *excitateur* agissent sur un *résonnateur* plongé dans l'eau : c'est une sorte de pendule élastique formé d'une sphère d'aluminium, de même diamètre que la sphère excitatrice, suspendue à une lame d'acier [2].

Il faut observer les *forces mécaniques qui résultent seulement de la résonance*, à l'exclusion de toutes les autres forces que la sphère oscillante exerce sur le résonnateur comme sur tout corps voisin. De là l'emploi d'un *corps auxiliaire :* c'est une sphère de même diamètre que celle du résonnateur, mais en liège recouvert de cire, portée par une lame plus épaisse et moins flexible ; par sa construction, ce système ne peut pas répondre aux oscillations employées. Ce corps auxiliaire et le résonnateur sont placés symétriquement par rapport à la sphère oscillante, et leur ensemble est convenablement assujetti à un fil de torsion. Quand la période de la sphère oscillante ne diffère pas trop de la période propre du résonnateur, les actions de la sphère excitatrice sur le résonnateur et sur le corps

(1) Wien, Voir *Journal de Physique*, même volume, p. 318.

(2) Ce résonnateur est semblable à celui que C. Bjerknes a employé dans un autre but (C.-A. Bjerknes, *Exner's Repertorium*, XIX, p. 309 ; 1883).

auxiliaire ne sont pas égales et leur différence, mesurée par l'angle de torsion du système, est exclusivement due à la résonance :

Toutes les observations fournissent les résultats suivants :

1° Le résonnateur se comporte de la même manière vis-à-vis des oscillations longitudinales ou transversales, c'est-à-dire qu'il soit placé sur la ligne des pôles ou sur le plan équatorial de la sphère excitatrice ;

2° Si le résonnateur vibre plus rapidement que la sphère, il est attiré ; s'il vibre moins rapidement, il est repoussé ;

3° Les maxima de ces actions opposées se trouvent au voisinage de la résonance parfaite, et l'on passe de l'un à l'autre par une transition continue.

La *différence de phase entre le résonnateur et la sphère oscillante* est mesurée par une méthode stroboscopique. On reconnaît que :

Pour les oscillations longitudinales :

1° Si le résonnateur vibre plus rapidement que la sphère excitatrice, il a une phase presque opposée à celle de la sphère ;

2° S'il vibre moins rapidement, il vibre presque synchroniquement avec la sphère ;

3° Quand on passe par la résonance parfaite, l'une des phases se change continûment dans l'autre.

Pour les oscillations transversales, il y a seulement interversion entre les résultats des cas extrêmes 1° et 2°.

La théorie que Bjerknes (¹) a donnée pour les forces exercées entre deux corps à oscillations indépendantes a été étendue par M. Lebedew au cas de la résonance, c'est-à-dire au cas des vibrations forcées. L'auteur se place dans le cas le plus simple : deux corps sphériques, très éloignés par rapport à leurs rayons et à leurs amplitudes vibratoires, sont plongés dans un fluide illimité, partout en repos, incompressible, sans frottement et sans mouvements tourbillonnaires. En outre, M. Lebedew étend au cas des vibrations forcées l'expression que Bjerknes (²) a donnée pour la force exercée entre deux sphères oscillantes indépendantes. Dans ce cas, plus simple que celui des expériences, et avec l'hypothèse ci-dessus, il retrouve les conditions générales de l'attraction et de la répulsion que l'expérience a établies

---

(¹) Bjerknes, *loc. cit.*, p. 298-299.

(²) Bjerknes, *Repertorium der reinen und angewandten Mathematik von L. Königsberger und G. Zeuner*, I, p. 264, 266, 270 (Leipzig, 1877).

antérieurement. L'action mécanique des oscillations hydrodynamiques reçues par un résonnateur est directement proportionnelle à l'énergie des vibrations incidentes et ne dépend des fréquences de ces oscillations et des oscillations propres du résonnateur que par leur rapport.

M. Lebedew fait remarquer que ces lois des *résonnateurs oscillants hydrodynamiques* sont *identiques* aux lois qu'il a trouvées dans un travail antérieur pour les *résonnateurs électromagnétiques* (1), tandis que C.-A. Bjerknes (2) a indiqué pour les mouvements hydrodynamiques indépendants une analogie réciproque avec les actions à distances électriques et magnétiques.

G. SAGNAC.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical magazine.

5e série, t. XLIII ; juin 1897.

W. BECKIT-BURNY. — *Propriétés thermoélectriques de quelques métaux liquides*, p. 397.

J.-H. VINCENT. — *Sur la photographie de rides*, p. 411.

J. CARRUTHERS-BRATTIE et M. SMOLUCHOWSKI DE SMOLAN. — *Conductance produite dans les gaz par les rayons de Röntgen, par la lumière ultra-violette et par l'uranium ; conséquences*, p. 418.

G. GORE. — *Influence de la proximité de substances sur l'action voltaïque*, p. 440.

TH. PRESTON. — *Sur la prétendue preuve d'un théorème relatif au mouvement des ondes*, p. 458.

The physical Review.

T. IV, n° 6 ; mai-juin 1897.

O.-M. STEWART. — *Sur l'absorption du rayon extraordinaire dans les cristaux uniaxes*, p. 433.

R. THRELFALL. — *Sur la conversion d'énergie électrique dans les diélectriques*, p. 457.

---

(1) P. LEBEDEW, *Wiedemann's Annalen*, t. LII, p. 634; 1894.

(2) C. A. BJERKNES, — *Rep. für Math.* (*loc. cit.*), p. 271; *Exner's Rep.*, XIX, p. 288; 1883.

SUR LE POUVOIR SÉPARATEUR DES LUNETTES ET DES SPECTROSCOPES POUR DES RAIES DE LARGEUR FINIE;

Par F. L. O. WADSWORTH (1).

Le pouvoir séparateur théorique d'un instrument d'optique muni d'une ouverture rectangulaire de largeur b est $\alpha = \frac{\lambda}{b}$.

L'appareil dispersif (prisme ou réseau) d'un spectroscope donne, d'une source unique (fente du collimateur), une série d'images spectrales. Celles-là seules seront séparées dont la dispersion angulaire $d\theta$ est égale ou supérieure à α.

Mais, à cause de la largeur finie de la fente et de la constitution complexe des radiations, le pouvoir séparateur pratique est, en général, plus petit que le pouvoir théorique.

Nous distinguerons quatre cas:

1° Pouvoir séparateur (théorique) r d'un spectroscope, en supposant la fente infiniment étroite éclairée par des radiations monochromatiques ;

2° Pouvoir séparateur (théorique) p pour une fente large éclairée par des radiations monochromatiques ;

3° Pouvoir séparateur (limite) R, pour une fente infiniment étroite éclairée par des radiations de largeur finie $\Delta\lambda$;

4° Pouvoir séparateur pratique P, pour une fente large éclairée par des radiations de largeur finie $\Delta\lambda$.

Premier cas. — On a la condition

$$d\theta \geqq \alpha, \qquad \text{donc} \qquad \frac{d\theta}{d\lambda}\, d\lambda = \alpha = \frac{\lambda}{b},$$

$d\lambda$ étant la différence de longueur d'onde des deux radiations voisines que l'on arrive exactement à distinguer.

Par suite, r étant par définition l'inverse de $\frac{d\lambda}{\lambda}$, on a :

$$r = b\,\frac{d\theta}{d\lambda} = \text{D}.b. \tag{1}$$

Calculons le terme $\text{D} = \frac{d\theta}{d\lambda}$ dans le cas d'un réseau

$$(\sin i + \sin \theta)\, s = k\lambda, \tag{2}$$

(1) Mémoire communiqué par l'auteur, traduit et résumé par M. E. Perreau.

s largeur du trait, y compris l'intervalle de deux traits :

$$(3) \qquad D = \frac{nk}{l \cos \theta},$$

l est la largeur du réseau, et comme b est la largeur du faisceau émergent, n le nombre des traits par millimètres,

$$l \cos \theta = b ;$$

$$(4) \qquad D = \frac{nk}{b} \qquad \text{et} \qquad r = nk,$$

ou sous une autre forme :

$$(5) \qquad r = \frac{l(\sin i + \sin \theta)}{\lambda}.$$

Pour $i = \theta = 90°$:

$$r = \frac{2l}{\lambda}$$

Dans la pratique, on ne peut réaliser ces conditions ; généralement

$$i = 60° ; \qquad \theta = o ; \qquad \text{ou} \qquad i = \theta = 45 \text{ à } 50°,$$

il en résulte que r_0 varie de $\frac{7}{8}\frac{l}{\lambda}$ à $\frac{3}{2}\frac{l}{\lambda}$.

En prenant la limite supérieure, on voit que, pour les meilleurs réseaux connus (l = 13 centimètres), on a un pouvoir séparateur = 375 000, permettant de séparer deux radiations dont les λ diffèrent de $0^{\mu},0000016$; cette formule montre l'intérêt qu'auraient des réseaux très larges : ils permettraient, sans rivaliser toutefois avec le réfractomètre interférentiel de Michelson, d'étudier la composition des raies spectrales d'émission ou d'absorption.

On peut avoir, grâce à Rowland, une vis d'une longueur suffisante dont les erreurs de division et de pas sont moindres que les erreurs inévitables introduites par les excentricités de la monture et du tambour divisé; mais il sera difficile d'éviter les erreurs d'intervalle causées par l'usure inégale des rails sur lesquels le chariot se déplace et de maintenir suffisamment constantes les conditions de température pendant toute la durée du tracé (un réseau de 40 centimètres de largeur à 800 traits par millimètre exigerait, en effet, une marche continue de la machine à diviser pendant quinze jours). Dans

un tel réseau une erreur de $\frac{1}{20.000}$ de millimètre dans l'intervalle ferait perdre tout le bénéfice de la largeur. Cette erreur pourrait être produite par la plus petite usure inégale des rails du chariot, par un changement dans la consistance de la pellicule d'huile qui se trouve sur ces rails, par une variation non symétrique de la température du réseau ou des parties de la machine à diviser moindre que 1°,5.

Mais la formule (5) montre que *le pouvoir séparateur ne dépend pas de la forme de la division;* on réduira donc beaucoup les difficultés en accroissant l'intervalle des traits.

Le recouvrement des spectres de divers ordres sera évité en plaçant un appareil très simple devant la fente du spectroscope [1].

La seconde objection faite à ces réseaux grossièrement divisés : — que la précision nécessaire de l'intervalle est augmentée, — est plus apparente que réelle, car lord Rayleigh a montré que l'erreur permise de l'intervalle est $\frac{1}{4}s$ pour le premier spectre, $\frac{1}{8}s$ pour le deuxième, en général $\frac{1}{4k}s$, de sorte que, pour un pouvoir séparateur donné, c'est-à-dire pour une ouverture et une position données, $\frac{k}{s} =$ Const. Donc, pour deux réseaux d'intervalles différents,

$$\frac{k}{s} = \frac{k_1}{s_1}.$$

Si donc l'erreur absolue de l'intervalle due à la machine à diviser est $0^{mm},00025$, on aura une netteté identique, soit avec un réseau de 800 traits par millimètre, en utilisant le premier spectre, soit avec un réseau de 160 traits par millimètre, mais en utilisant le cinquième spectre.

Le dernier réseau sera beaucoup plus facile à construire. L'éclat des spectres semble être une question de perfection du trait.

Second cas. — *Ancienne hypothèse.* — Les deux images de la fente du collimateur données par les radiations λ et $\lambda + d\lambda$, seront séparées si la distance angulaire des bords voisins est égale ou supérieure à α.

---

(1) Wadsworth, *Astrophysical Journal*, vol. III, p. 169; mars 1896.

Les centres sont à une distance angulaire $\frac{d\theta}{d\lambda_1} d\lambda_1$; chacune d'elles a une largeur angulaire σ, le pouvoir séparateur p' est donc déterminé par l'égalité :

$$\frac{d\theta}{d\lambda_1} d\lambda_1 - \sigma = \alpha = \frac{\lambda}{b},$$

d'où, p' étant égal par définition à $\frac{\lambda}{d\lambda_1}$,

$$p' = r \times \frac{\lambda}{\lambda + \sigma b},$$

ou, si s est la largeur de la fente, et ψ l'angle sous lequel on voit de la fente l'ouverture b :

(6) $$p' = r \frac{\lambda}{\lambda + s\psi} \text{ (1)}.$$

La distance angulaire des centres des images séparées est :

$$\alpha + \sigma = \alpha + \frac{s}{f},$$

ou

(7) $$\frac{\lambda}{b} + \frac{s}{f} = \frac{1}{b}(s\psi + \lambda).$$

Nouvelle hypothèse. — Mais il n'est pas nécessaire que la distance angulaire des bords soit $\geqq \alpha$, et moyennant une nouvelle hypothèse que justifient la théorie et l'expérience, on obtient une valeur plus grande pour p'.

Étudions d'abord la diffraction par une ouverture rectangulaire de largeur b, de la lumière émise par une fente de largeur s située à une distance f.

L'intensité de la lumière émise dans une direction γ par une ligne de largeur $d\varphi$ située dans la direction φ est :

$$dI' = \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\alpha}(\gamma - \varphi)}{\left[\frac{\pi}{\alpha}(\gamma - \varphi)\right]^2} d\varphi.$$

(1) SCHUSTER, art. *Spectroscopy* (*Enc. Brit.*, vol. XXII, p. 374).

Pour la fente de largeur angulaire totale σ, l'intensité dans la direction γ sera :

$$I' = \int_{-\frac{\sigma}{2}}^{+\frac{\sigma}{2}} \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\alpha}(\gamma - \varphi)}{\left[\frac{\pi}{\alpha}(\gamma - \varphi)\right]^2} d\varphi, \tag{9}$$

ou

$$I' = \int_{\frac{\pi}{\alpha}\left(\gamma - \frac{\sigma}{2}\right)}^{\frac{\pi}{\alpha}\left(\gamma + \frac{\sigma}{2}\right)} \frac{\sin^2\chi}{\chi^2} d\chi. \tag{10}$$

On a calculé les valeurs de cette intégrale par des quadratures mécaniques. Les valeurs de $I' = f(\gamma)$, pour $\sigma = \alpha$, et de

$$I = \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\alpha}\gamma}{\left(\frac{\pi}{\alpha}\gamma\right)^2},$$

corespondantes à une fente infiniment étroite $\sigma = 0$, sont données

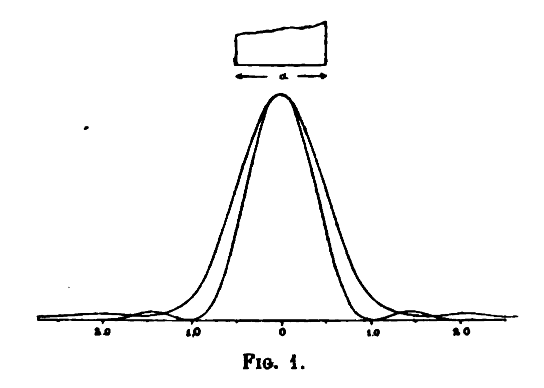


Fig. 1.

dans un tableau I, qu'on peut figurer par les courbes de la *fig.* 1. Ces courbes donnent I' (courbe supérieure) et I (courbe inférieure) en fonction de $\frac{\gamma}{\alpha}$.

Les fonctions I' et I passent par une série de maxima et de minima.

Ceux de I′ ont lieu pour :

$$(11)\qquad \gamma \operatorname{tg} \frac{\pi\gamma}{\alpha} = \frac{\sigma}{2} \operatorname{tg} \frac{\pi\sigma}{2\alpha}, \qquad \text{si} \qquad 2m < \frac{\sigma}{\alpha} < 2m + 1 \text{ [1]},$$

et

$$\frac{1}{\gamma} \operatorname{tg} \frac{\pi\gamma}{\alpha} = \frac{2}{\sigma} \operatorname{tg} \frac{\pi\sigma}{2\alpha}, \qquad \text{si} \qquad 2m - 1 < \frac{\sigma}{\alpha} < 2m.$$

Pour $\sigma = \alpha$, $\gamma = 1,5\alpha$; $2,5\alpha$; $3,5\alpha$, etc.

On a évalué l'intégrale (10) pour des valeurs de σ croissantes depuis 0 jusqu'à 3α. Les courbes correspondantes à $\sigma = \alpha$ et à $\sigma = 3\alpha$sont indiquées dans la *fig.* 2 en ligne ponctuée [2].

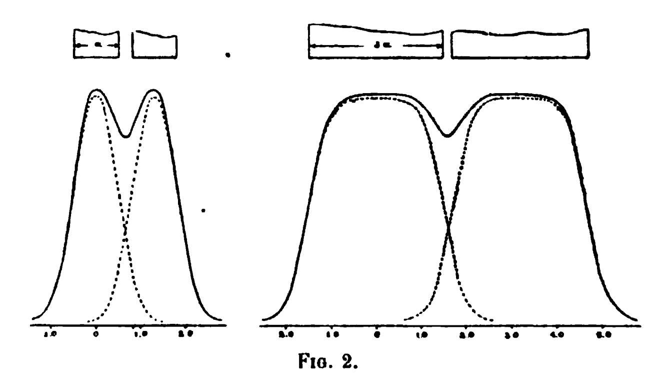


FIG. 2.

Si on a deux fentes de largeur angulaire σ, nous admettons qu'elles *sont séparées si l'intensité au centre de l'image de diffraction n'excède pas les* 0,8 *des maxima correspondant aux centres des images géométriques*. Alors on trouve que les centres des images doivent être à des distances angulaires : pour

$\sigma = \alpha$,	$1,27\,\alpha = \sigma + 0,27\,\alpha$.
$\sigma = 2\,\alpha$,	$2,21\,\alpha = \sigma + 0,21\,\alpha$.
$\sigma = 3\,\alpha$,	$3,20\,\alpha = \sigma + 0,20\,\alpha$.

En général $\Sigma = \sigma + \delta$, au lieu de $\sigma + \alpha$, valeur plus considérable que donnait l'hypothèse ancienne.

---

(1) Déjà traité par l'auteur. Voy. MICHELSON, *Phil. Mag.*, juillet 1890, p. 1.

(2) La position des minima dépend de la grandeur angulaire de la fente et de la largeur de l'ouverture de la lunette. On pourra donc, en déterminant avec un micromètre les positions des minima, obtenir 6 avec plus de précision en plaçant un diaphragme sur l'objectif de la lunette.

La courbe *fig.* 3 représente les variations de $\frac{\delta}{\alpha}$ en fonction de $\frac{\sigma}{\alpha}$.

Pour vérifier expérimentalement, on tendit un fil fin noir de largeur d au centre d'une fente ordinaire à double mouvement, et on visa cette double fente éclairée uniformément au moyen d'une lunette recouverte d'un diaphragme rectangulaire de largeur b, placée à une distance D.

On réduisait progressivement la largeur s de la fente, et l'on cherchait comment il fallait faire varier la distance D pour continuer à séparer les deux images ; d et b restaient constants. On a :

$$\sigma = \frac{s-d}{2D}, \qquad \text{et} \qquad \delta = \frac{d}{D};$$

on en déduit par conséquent la variation de δ en fonction de σ.

Les résultats (donnés dans un tableau II) sont ici représentés graphiquement par la *fig.* 3.

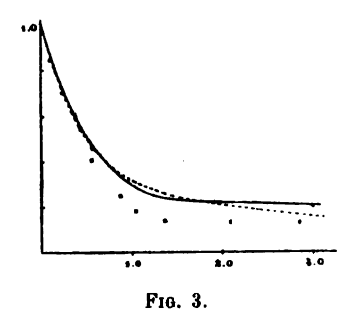


Fig. 3.

Sur la *fig.* 3, les résultats ainsi obtenus par une détermination expérimentale sont indiqués par des croix, on voit qu'au-delà de $\sigma = \alpha$, les valeurs expérimentales de δ sont moindres que les valeurs théoriques ; ce qui veut dire que la nouvelle hypothèse substituée à l'ancienne n'est pas encore assez favorable et qu'on sépare des fentes larges, même si l'intensité au centre est plus grande que les 0,8 de l'intensité maxima. Ce résultat s'accorde avec ce fait que sur une surface brillante (image de planète) on peut distinguer des taches dont l'intensité n'est guère plus faible que de 2 à 5 0/0 de celle du fond.

La courbe théorique peut, jusqu'à $\sigma = 3\alpha$, être représentée par

l'hyperbole $\frac{\sigma}{\alpha} + \frac{1}{2} = \frac{1}{2\frac{\delta}{\alpha}}$ (courbe pointillée de la *fig.* 3), ou

(12) $$\delta = \frac{\alpha^2}{2\sigma + \alpha}.$$

d'où :

(13) $$\delta = \frac{1}{b}\frac{2s\psi + \lambda}{\lambda^2},$$

et

(14) $$\Sigma = \sigma + \delta = \frac{1}{b}\left(s\psi + \frac{\lambda^2}{2s\psi + \lambda}\right).$$

Σ varie avec σ : σ croissant de 0 à $\frac{1}{5}\alpha$, Σ décroît de α à $0,91\,\alpha$, puis croît ensuite, repasse par la valeur α si $s\psi = \frac{\lambda}{2}$ ou $\sigma = \frac{1}{2}\alpha$; *donc il est plus facile de séparer 2 raies d'une largeur angulaire de* $\frac{1}{5}\alpha$ *que des raies infiniment étroites, et aussi facile de séparer des raies larges de* $\frac{1}{2}\alpha$ *que de séparer des raies infiniment étroites.*

Pouvoir séparateur du spectroscope p. — Il est déterminé par la condition

(15) $$\frac{d\theta}{d\lambda}(d\lambda_2) = \Sigma = \frac{1}{b}\left(s\psi + \frac{\lambda^2}{2s\psi + \lambda}\right),$$

ou

(16) $$p = \frac{\lambda}{d\lambda_2} = r \times \frac{\lambda}{s\psi + \frac{\lambda^2}{2s\psi + \lambda}},$$

d'où il résulte que la pureté du spectre augmente quand on élargit la fente depuis 0 jusqu'à $s\psi = \frac{1}{5}\lambda$, diminue ensuite, est égale à r si $s\psi = \frac{\lambda}{2}$; elle continue à diminuer si on élargit la fente.

Si on se place de façon que $s\psi = \lambda$ condition, qui donne l'illumination maximum d'après Schuster ([1]), on a pour la pureté $0,75\,r$, au lieu de $0,50\,r$, indiqué par Schuster, d'après la vieille formule de la pureté, fondée sur l'ancienne hypothèse.

L'auteur a fait une erreur analogue pour un spectre d'étoile : La

---

([1]) Schuster, *Spectroscopy* (*Enc. Brit.*, vol. XXII, p. 374).

vieille formule indiquait que la pureté était le $\frac{1}{3}$ du pouvoir séparateur r, la formule (16) donne $\frac{1}{2}$.

Troisième cas. — La radiation n'est pas monochromatique ; elle est constituée par des radiations dont les longueurs d'onde varient de λ à $\lambda + \Delta\lambda$; la dispersion du spectroscope transformera une fente infiniment étroite, éclairée par cette lumière, en une bande où la distribution de l'intensité est la même que dans la source de radiation. Cette image est encore élargie par diffraction, et la distribution des intensités dans l'image formée par l'objectif sera donnée par une expression semblable à (9), mais contenant un terme $f(\varphi)$ qui représente la distribution de l'intensité lumineuse entre les diverses longueurs d'onde de λ à $\lambda + \Delta\lambda$, dans la source de lumière elle-même.

La loi de distribution (dans une source normale) n'est pas encore définitivement connue. On pourra prendre avec lord Rayleigh [1]

$$f(\varphi) = e^{-k\varphi^2}, \tag{17}$$

k étant une constante dont les valeurs varient avec la substance qui émet la radiation, et avec la température et la pression de la source ; ou avec Michelson [2]

$$f(\varphi) = \frac{\sin^2 h\varphi}{\varphi^2}. \tag{18}$$

La direction $\varphi = 0$ est celle qui correspond au centre de la raie donnée par la source. De part et d'autre de cette direction, l'intensité lumineuse décroît plus ou moins brusquement, suivant la valeur de k (ou h).

On a pour l'intensité diffractée dans la direction γ, si l'on adopte la première formule :

$$I_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-k\varphi^2} \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\alpha}(\gamma - \varphi)}{\left[\frac{\pi}{\alpha}(\gamma - \varphi)\right]^2} d\varphi = \Psi_1(k, \gamma, \alpha), \tag{19}$$

(1) Rayleigh, *Phil. Mag.*, avril 1889, p. 298 ; — et Michelson, *Phil. Mag.*, sept. 1892, p. 280.

(2) Michelson, *Astrophysical Journal*, nov. 1895, p. 251.

et, si l'on adopte la seconde :

$$(20) \qquad I_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 h\varphi \sin^2 \frac{\pi}{\alpha}(\gamma - \varphi)}{\varphi^2 \left[\frac{\pi}{\alpha}(\gamma - \varphi)\right]^2} d\varphi = \Psi_2 (h, \gamma, \alpha).$$

La *fig.* 4 montre que les deux lois (17) et (18) donnent sensiblement la même distribution. On a intégré (19) par des quadratures mécaniques, et la courbe résultante est donnée dans la *fig.* 5 pour deux valeurs de k.

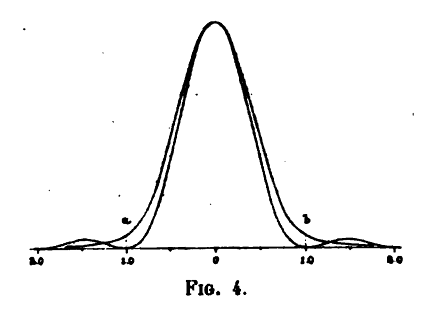


Fig. 4.

(Les lignes pointillées représentent $f(\varphi)$; les lignes pleines I_1.)

Pour plus de commodité, on évalue k en fonction de la demi-largeur δ de la raie, δ étant la valeur de φ pour laquelle on a $f(\varphi) = \frac{1}{2}$; donc $k = \frac{\log 2}{\delta^2}$; et nous appellerons ω la quantité 4δ qui, sur la *fig.* 4, est représentée par la distance ab; on peut négliger tout au-delà.

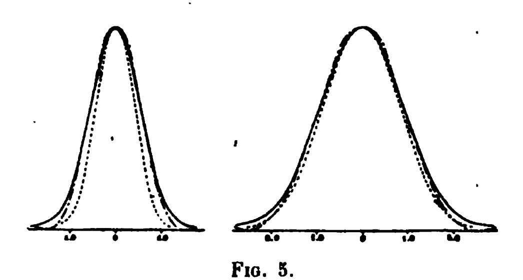


Fig. 5.

Dans la *fig.* 5, on a $\omega = 2\alpha$ et $\omega = 4\alpha$.

La *fig.* 6, A, donne la courbe de diffraction pour une double source où chaque composante a une largeur $\omega = 2\alpha$.

Supposons, comme ci-dessus, que les deux composantes sont séparées, si l'intensité au centre est les 0,8 de l'intensité maxima de chaque côté ; on trouve que leur distance doit être pour :

$\omega = \alpha,$	$1,12\ \alpha$
2α	$1,45\ \alpha$
3α	$1,90\ \alpha$
4α	$2,45\ \alpha$

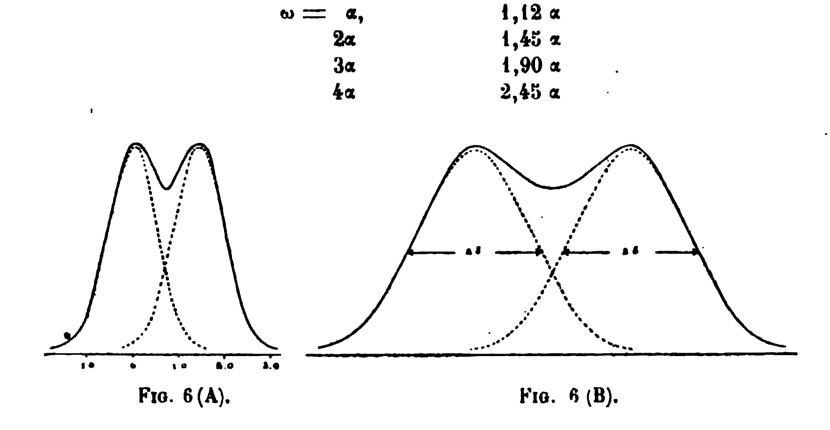


Fig. 6 (A). Fig. 6 (B).

Pour les lignes assez larges pour qu'on puisse négliger l'élargissement par diffraction, *fig.* 6, B, on trouve que la distance entre les composantes doit être

$$2,35 = \frac{4}{7}\,\omega.$$

On peut alors exprimer l'écart des composantes sous la forme

$$(21) \qquad \Omega = \frac{4}{7}\,\omega + \alpha f(\omega), \qquad \text{où } \alpha = \frac{\lambda}{b}.$$

On trouve, pour les valeurs suivantes de ω :

Tableau III

ω	0	α	2α	3α	4α	$\infty\alpha$
$f(\omega)$	1	$0,53$	$0,31$	$0,18$	$0,15$	$0,00$
Ω	α	$\frac{4}{7}\,\omega + 0,53\alpha$	$\frac{4}{7}\,\omega + 0,31\alpha$	$\frac{4}{7}\,\omega + 0,18\alpha$	$\frac{4}{7}\,\omega + 0,15\alpha$	$\frac{4}{7}\,\omega + 0,0$

$f(\omega)$ est représenté *fig.* 7 en fonction de $\frac{\omega}{\alpha}$ comme abscisse.

La première partie peut être représentée par l'hyperbole :

$$(22) \qquad \frac{\omega}{\alpha} + 1 = \frac{1}{f(\omega)}, \qquad f(\omega) = \frac{\alpha}{\omega + \alpha},$$

d'où :

$$\Omega = \frac{4}{7}\omega + \omega + \frac{\alpha^2}{\omega + \alpha}. \tag{23}$$

Pouvoir séparateur du spectroscope. — L'appareil dispersif donne de

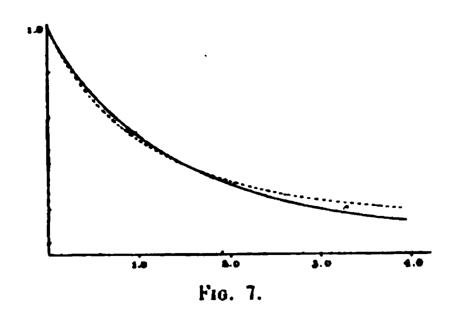


Fig. 7.

la fente infiniment étroite éclairée par la radiation λ de largeur $\Delta\lambda$ une bande dont la largeur est :

$$\omega = D \times \Delta\lambda = \frac{r}{b} \times \Delta\lambda \tag{24}$$

par suite :

$$\Omega = \frac{1}{b}\left(\frac{4}{7} r.\Delta\lambda + \frac{\lambda^2}{r.\Delta\lambda + \lambda}\right). \tag{25}$$

Deux raies de largeur $\Delta\lambda$ distantes de $d\lambda_3$ seront séparées, si

$$\frac{d\theta}{d\lambda} d\lambda_3 = \Omega.$$

donc :

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda_3} = \frac{\lambda}{\frac{4}{7} r.\Delta\lambda + \frac{\lambda^2}{r.\Delta\lambda + \lambda}} r. \tag{26}$$

Pour de petites valeurs de $r\Delta\lambda$, R est un peu plus grand que r ; mais quand r croît, R, bien que croissant aussi, devient plus petit que r.

Le maximum de R est évidemment :

$$R_{max} = \frac{\lambda}{\frac{4}{7}\Delta\lambda} = 1,75 \frac{\lambda}{\Delta\lambda}; \tag{27}$$

donc, quel que soit l'instrument, le pouvoir séparateur sera toujours plus petit que cette expression, c'est-à-dire 1 fois et 3/4 le rapport de la longueur d'onde moyenne à la « largeur » des raies examinées. (On verra que la pureté pratique P peut être un peu plus grande.)

Le tableau suivant donne une série de déterminations de δ $\left(\frac{1}{2}\right.$ largeur pour plusieurs radiations) faites par Michelson :

Substance	Raie λ	Caractère de la source	Pression en mm.	δ en μ'	Δλ ou 4 δ
Hydrogène	Hα 6565	Tube vide	très faible	0,047	0,328(1)
»	» »	» »	50	0,098	0,532
»	» »	» »	100	0,134	0,696
»	» »	» »	200	0,230	1,06
Sodium	D_1 5890	Tube vide	très faible	0,005	0,02
»	pas indiqué	pas indiquée	100	0,09	0,36
»	» »	» »	200	0,16	0,64
»	D_1 5890	Bunsen	atm.	0,05	0,27
Cadmium	Rouge 6439	Tube vide ; temp. 280°	très faible	0,0065	0,026
»	Vert 5086	» »	»	0,0050	0,020
»	pas indiquée	pas indiqué	100	0,05	0,200
».	» »	» »	200	0,08	0,32
»	» »	» »	400	0,14	0,56
Mercure	vert 5461	tube vide ; temp. 100°	très faible	0,003	0,012

Le tableau IV donne les valeurs de R, R_{max} et $\frac{r}{R}$ pour des valeurs de Δλ allant de $0^{\mu'},01$ à $1^{\mu'}$ ($1^{\mu'} = 1^{\mu} \times 10^{-4}$) et des valeurs de r variant de 25 000 à 1 000 000.

TABLEAU IV. — $\lambda = 5500.\ 10^{-8} cm.$

$10^8.\Delta\lambda$ (en cm.).	r = 25.000 $\frac{r}{R}$	r = 25.000 R	r = 100.000 $\frac{r}{R}$	r = 100.000 R	r = 1.000.000 $\frac{r}{R}$	r = 1.000.000 R	R_{max}
0.01	0.98	25.400	0.95	105.600	1.39	722.000	962.000
0.02	0.97	25.800	0.94	106.400	2.29	437.000	481.000
0.04	0.95	26.400	1.00	100.000	4.27	234.000	240.000
0.10	0.95	26.400	1.39	71.900	10.41	96.000	96.000
0.20	1.04	24.000	2.29	43.700	20.75	48.000	48.000
0.30	1.20	20.800	3.27	30.600	31.1	32.000	32.000
0.50	1.60	15.600	5.28	18.900	51.8	19.000	19.000
0.80	2.29	10.900	8.35	12.000	82.9	12.000	12.000
1.00	2.77	9.000	10.41	9.600	103.6	9.600	9.600

Il montre que R_{max} est atteint pour une valeur r sensiblement double de R; mais on peut se borner, sans trop perdre, à $r = 1$ fois ou 1,5 R_{max}. Pour des valeurs de $\Delta\lambda = 0^{\mu'},01$, $R_{max} = 950000$; on prendra $r = 1.400.000$, ce qui correspond à des réseaux de 50 centimètres de largeur. Pour des raies larges, on n'aura pas avan-

(1) La raie rouge de l'hydrogène est double, la distance entre les deux composantes est $0^{\mu'},14$; de sorte qu'ici la largeur effective Δλ, au lieu d'être 4δ est égale à 4δ + 0,14μ'.

tage à prendre $r > 25.000$ (réseau de 12 millimètres). Pour le spectre solaire, par exemple, où les raies ont $\frac{1}{20}$ de μ' de largeur, les réseaux actuels de 12 centimètres de largeur donneront tout ce qu'on pourrait avoir avec des réseaux plus larges.

Toutes ces conclusions sont établies en prenant pour r la valeur $\frac{3}{2}\frac{\lambda}{b}$ qui correspond à $i = \theta = 45°$; la largeur nécessaire pour obtenir une même valeur de R sera augmentée si on place le réseau dans une position où r est plus petit.

Quatrième cas. — Un élément de la fente de largeur $d\xi$ situé dans la direction ξ donne, à cause de l'appareil dispersif, une bande d'une certaine largeur angulaire. L'intensité de la lumière diffractée ensuite par l'ouverture placée devant l'objectif de la lunette est, dans la direction $\gamma' = \xi - \gamma$, donnée par l'expression :

$$\psi_1(\gamma', \omega, \alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} 2^{-\left(\frac{2\varphi}{\omega}\right)^2} \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\alpha}(\gamma' - \varphi)}{\left[\frac{\pi}{\alpha}(\gamma' - \varphi)\right]^2} d\varphi; \tag{28}$$

par suite, l'intensité de la lumière diffractée dans la direction γ et émise par toute la fente est

$$I_{11} = \int_{-\frac{\sigma}{2}}^{+\frac{\sigma}{2}} \psi_1(\xi - \gamma, \omega, \alpha)\, d\xi = \psi_{11}(\sigma, \gamma, \omega, \alpha); \tag{29}$$

on peut approximativement remplacer ψ_1 par

$$\frac{\sin^2 \frac{\pi}{\Omega}\gamma}{\left(\frac{\pi}{\Omega}\gamma\right)^2}, \tag{30}$$

qui, entre les points $\frac{\Omega}{3}$ et $\frac{2}{3}\Omega$, se confond avec ψ_1 très sensiblement, comme le montre dans la *fig.* 5 la courbe *hachée;* donc

$$I_{11} = \int_{-\frac{\sigma}{2}}^{+\frac{\sigma}{2}} \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\Omega}(\xi - \gamma)}{\left[\frac{\pi}{\Omega}(\xi - \gamma)\right]^2} d\xi, \tag{31}$$

identique comme forme à l'équation (9).

La distance angulaire limite Σ_1 de deux raies séparées est donc

$$\Sigma_1 = \sigma + \frac{\Omega^2}{2\sigma + \Omega}; \tag{32}$$

$$\Sigma_1 = \frac{1}{b}\left[s\psi + \frac{\left(\lambda \frac{r}{R}\right)^2}{2s\psi + \lambda \frac{r}{R}}\right], \tag{33}$$

par suite

$$P = \frac{\lambda}{s\psi + \frac{\left(\lambda \frac{r}{R}\right)^2}{2s\psi + \lambda \frac{r}{R}}} \times r. \tag{34}$$

Cette expression diffère de celle de p par la présence du rapport $\frac{r}{R}$. Pour montrer l'influence de ce facteur, on a dressé le tableau V.

Tableau V. — $\lambda = 5500.10^{-8}$ cm.

s (en mm.)	ψ (en parties du rayon)	$s\psi$		$\omega = 48$	$\frac{r}{25\,000}$	$\frac{r}{100\,000}$	$\frac{r}{1\,000\,000}$
				0,01	20 000	81 200	662 000
0,005	$\frac{1}{10}$			0,05	20 300	77 800	207 000
			P	0,10	20 300	66 200	102 200
0,010	$\frac{1}{20}$	0,0005		0,50	15 100	20 700	19 900
				1,00	9 700	10 200	9 700
0,020	$\frac{1}{40}$		p	(16)	19 800	79 100	791 000
			p'	(6)	13 100	52 400	524 000
				0,01	12 400	49 700	454 000
				0,05	12 400	48 700	202 000
0,010	$\frac{1}{10}$		P	0,10	12 400	45 500	108 000
		0,001		0,50	10 900	20 200	19 900
0,015	$\frac{1}{15}$			1,00	8 300	10 800	9 800
			p	(16)	12 300	49 100	491 000
			p'	(6)	8 900	35 500	355 000
				0,01	2 700	10 900	108 000
				0,05	2 700	10 900	97 300
0,050	$\frac{1}{10}$		P	0,10	2 700	10 800	77 100
		0,005		0,50	2 700	9 700	21 100
0,075	$\frac{1}{15}$			1,00	2 600	7 700	10 300
			p	(16)	2 700	10 900	109 000
			p'	(6)	2 500	9 900	99 000
				0,01	700	2 800	27 500
				0,05	700	2 800	27 200
0,20	$\frac{1}{10}$		P	0,10	700	2 800	26 500
		0,020		0,50	700	2 700	17 300
0,30	$\frac{1}{15}$			1,00	700	2 600	10 300
			p	(16)	700	2 800	28 000
			p'	(6)	650	2 600	26 000

qui donne les valeurs de P pour des fentes dont la largeur varie de $0^{mm},005$ à 0,3, des largeurs de raies variant de $0^{\mu\prime},01$ à $1^{\mu\prime}$ et des pouvoirs séparateurs variant de 25 000 à 1 000 000 ; on a aussi donné les valeurs de la pureté p donnée par la formule 16 et celles de p' données par l'ancienne formule 6.

A la seule inspection de cette table, on voit les différences entre P, p, p', et l'avantage qu'il y a pour de grandes valeurs de $r\Delta\lambda$ à prendre pour la photographie une chambre de faible longueur et un grand pouvoir séparateur.

De plus, on voit que pour de grandes valeurs de $\frac{r}{R}$, la pureté du spectre peut être améliorée en prenant une fente d'une largeur convenable, la valeur maximum de P (comme celle de p) est atteinte quand

$$s\psi = \frac{1}{5}\lambda\left(\frac{r}{R}\right).$$

Soit $r = 200.000$, $\frac{r}{R} = 20,75$. P est maximum si

$$s\psi = 4,15\lambda = 0,0023,$$

ce qui correspond, pour le spectroscope, habituel où $\psi = \frac{1}{15}$, à $s = \frac{1}{30}$ mm.

De même, on voit que la pureté pratique est la même pour s infiniment petit ou $s = \frac{1}{13}$ millimètre.

Si le pouvoir séparateur r est plus grand, les largeurs maxima acceptables de la fente sont encore plus grandes ; même pour des valeurs de $\frac{r}{R}$ aussi faibles que 2 ou 3 (correspondant à des raies larges de $0^{\mu\prime},2$ à $0^{\mu\prime},25$ et à des valeurs r de 100 000), la pureté pratique ne diminue pas jusqu'à des valeurs de $s\psi = \lambda$ ou $1,5\,\lambda$, c'est-à-dire, avec le réseau concave, jusqu'à des fentes de $\frac{1}{50}$ à $\frac{1}{30}$ millimètre.

Un dernier cas reste à examiner, celui où l'illumination de la fente n'est pas uniforme ; alors l'intensité de la lumière diffractée dans la direction γ est :

$$(35) \qquad I_{111} = \int_{-\frac{\sigma}{2}}^{+\frac{\sigma}{2}} f(\xi)\,\psi_1(\xi - \gamma, \omega, \alpha)\,d\xi.$$

Si la fente est éclairée par l'image d'une étoile non affectée par des aberrations atmosphériques ou instrumentales :

$$f(\xi) = \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\alpha} \xi}{\left(\frac{\pi}{\alpha} \xi\right)^2}. \tag{36}$$

On n'a pas fait les calculs, car dans la pratique l'image de l'étoile est troublée continuellement et la fente peut être considérée comme éclairée uniformément.

DÉCHARGE PAR LES RAYONS RÖNTGEN. — EFFET MÉTAL;

Par M. JEAN PERRIN.

Dans des recherches antérieures, déja publiées en partie dans ce Journal (1), j'avais obtenu les résultats suivants :

a) Les rayons de Röntgen peuvent décharger, sans les rencontrer, des corps électrisés situés dans un gaz en repos. Pour abréger, j'appelle cette décharge *effet gaz*.

b) Cet effet gaz se poursuit jusqu'à décharge complète des corps intéressés. Incidemment, j'en ai déduit une méthode pratique pour mesurer les différences de potentiel apparentes dues au contact de deux métaux dans un gaz.

La décharge complète par les rayons Röntgen prouve que ces rayons n'agissent pas exclusivement en rendant conductrices les régions qu'ils traversent dans un gaz : il se produirait alors un effet de condensation, et non une décharge totale.

c) L'effet gaz n'est pas dû à une convection ou à une diffusion du gaz directement atteint par les rayons. Il se produit à l'intérieur de chaque tube de force coupé par ces rayons; tout le long de ce tube, le gaz acquiert des propriétés conductrices, tandis que ce gaz reste isolant dans un tube de force immédiatement contigu, mais non rencontré.

En d'autres termes, là où des rayons traversent un gaz, apparaissent des charges égales et contraires : c'est ce que j'appellerai l'*ionisation* du gaz. Puis ces charges, sous l'influence du champ, se meuvent le long des tubes de force qui les contiennent jusqu'à ce

(1) *Journ. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 350; 1896.

qu'elles rencontrent un métal, qu'elles déchargent, ou une surface isolante solide ou liquide, qu'elles chargent.

d) L'ionisation est indépendante du champ qui la révèle. L'ionisation à l'intérieur d'un certain volume est mesurée par la limite qu'atteint, quand le champ croît, le débit d'électricité produit par les rayons dans ce volume.

e) L'*ionisation en un point* varie proportionnellement à la pression, et reste indépendante de la température.

Elle varie comme l'inverse du carré de la distance entre le point et la source, ce qui permet de fixer une unité de quantité pour les rayons de Röntgen.

f) Le coefficient d'ionisation d'un gaz est le nombre par lequel se trouve multipliée l'ionisation en un point, quand l'air y est remplacé par ce gaz.

Effet métal. — 1. Les lois précédentes ne suffisent plus à expliquer les phénomènes quand les rayons rencontrent les corps chargés. Pour s'en assurer, il suffit de se rappeler les observations déjà anciennes de MM. Benoist et Hurmuzescu [1] qui, par exemple, montrèrent qu'un disque de platine, frappé par les rayons, se décharge plus vite qu'un disque d'aluminium géométriquement identique.

J'ai tenté de faire l'analyse du phénomène dans le cas où les corps chargés sont ainsi rencontrés par les rayons. J'appelle *effet métal* ce qui vient alors s'ajouter à l'effet gaz pour obtenir l'effet total.

J'ai étudié cet effet métal dans le cas d'un condensateur plan où les rayons entrent perpendiculairement aux armatures, et j'ai pu suivre une méthode analogue à celle qui m'avait servi pour l'effet gaz.

2. J'ai d'abord comparé les deux effets par une méthode de compensation.

ABCD (*fig.* 1) est un condensateur plan. La région centrale $\alpha\beta$ de l'armature AB est séparée par un sillon du reste de cette armature, qui forme anneau de garde. Cette plaque $\alpha\beta$, longue de plusieurs centimètres dans la direction perpendiculaire au plan de figure, a seulement 1 centimètre dans le sens des flèches.

Un pinceau de rayons, figuré par ces flèches, traverse le condensateur sans en toucher les armatures, puis entre dans un deuxième condensateur A'B'C'D', perpendiculairement aux armatures, par une fenêtre KL, percée dans l'armature C'D' et couverte d'une feuille

[1] *Comptes rendus*, t. CXXII, p. 779.

très mince d'aluminium battu. L'épaisseur du deuxième condensateur est exactement égale à $\alpha\beta$, soit à 1 centimètre. Enfin les plaques A'B'

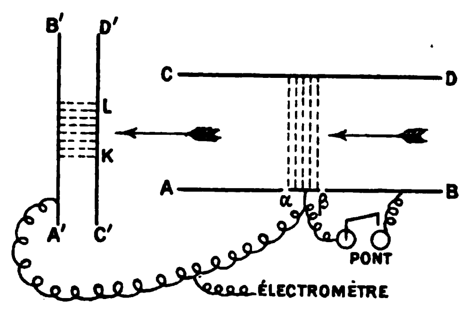


Fig. 1.

et $\alpha\beta$, liées d'une manière fixe à l'aiguille de l'électromètre, sont liées au sol et à l'anneau de garde AB par un pont que l'on coupe avant de faire passer les rayons, en sorte qu'elles sont d'abord au potentiel de AB. Soit zéro ce potentiel; C'D' et CD sont portées par une pile de charge soit à des potentiels de même signe, soit à des potentiels de signe contraire ($\pm$ 120 volts) de manière que les quantités d'électricité débitées par A'B' et par $\alpha\beta$ s'ajoutent ou se retranchent sur l'électromètre.

Par construction, chaque rayon du pinceau employé est intéressé sur la même longueur par les tubes de force émanés de $\alpha\beta$ et par ceux qui émanent de A'B'. L'effet gaz est donc le même dans les deux condensateurs [1]. Soit g cet effet. Soit m l'effet métal produit dans le deuxième condensateur ; par définition de m, l'effet total dans ce condensateur est $m + g$; il est $\pm g$ dans le premier condensateur.

L'opposition des deux condensateurs sur l'électromètre donnera donc m par la lecture directe ; leur addition donnera $m + 2g$, d'où m et g.

3. J'ai ainsi vu que l'effet métal est nul quand, pour chacune des armatures A'B' et C'D' la face tournée vers l'intérieur du condensateur est badigeonnée de pétrole, d'alcool ou d'eau ; même il suffit de badigeonner les parties qu'atteignent les rayons, l'état du reste de ces surfaces n'influant pas : alors tout se réduit à l'effet du gaz.

Mais l'effet métal prend une valeur mesurable si l'une des parties

[1] J'ai, en effet, vérifié (*Eclairage électrique*, t. X, p. 481) que l'angle du champ électrique avec les rayons n'influe pas sur l'effet gaz.

atteintes par les rayons sur ces faces internes est, par exemple, une surface propre et sèche d'or, ou, plus généralement, d'un *métal* quelconque. Ici encore, les parties atteintes par les rayons interviennent seules, et par leur surface immédiatement contiguë au gaz ; les couches sous-jacentes n'influant pas.

J'ai vérifié que le signe de la charge de A'B' n'intervient pas. Il est de même indifférent qu'on relie à l'aiguille la plaque A'B' ou la plaque C'D', ce qui était probable, l'électricité perdue par l'une devant être gagnée par l'autre.

4. Si deux portions de surface, atteintes séparément par les rayons, donnent des effets métal m et m', il m'a toujours semblé que, lorsqu'elles sont atteintes ensemble, elles donnent l'effet métal $m + m'$. Par exemple, partant du cas où, les faces internes de A'B' et C'D' étant pétrolées, l'effet métal y est nul, j'ai d'abord couvert par une feuille d'or battu la face interne de A'B', et obtenu un certain effet métal (67 divisions de l'échelle) ; puis, j'ai aussi couvert par une feuille d'or la face interne de C'D' (en sorte que les rayons rencontraient de l'or aux deux extrémités des tubes de force qu'ils intéressaient dans le deuxième condensateur) et j'ai obtenu un effet métal sensiblement double (131 divisions).

Cette expérience montre le caractère additif de l'effet métal.

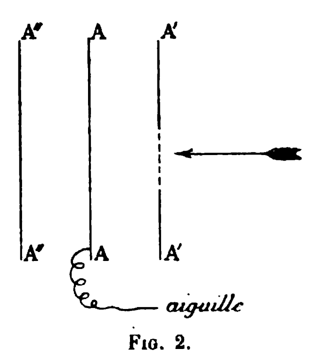


Fig. 2.

5. Ce caractère additif s'accuse encore lorsqu'on fait varier l'épaisseur d'un condensateur frappé en bout par les rayons. De part et d'autre, et à égale distance d'une plaque A, au potentiel zéro, et liée à l'aiguille d'un électromètre (*fig.* 2), je disposais deux plaques A' et A'' portées par une pile de charge à des potentiels de signe contraire. Les rayons entraient perpendiculairement aux plaques par les

fenêtres K'L' et KL couvertes de feuilles minces d'aluminium. Alors la plaque A débitait, par exemple, de l'électricité positive par sa face antérieure et de l'électricité négative par sa face postérieure.

Les deux condensateurs AA', AA″ sont géométriquement identiques : l'effet gaz y a donc même valeur. D'autre part, dans le premier (AA') les deux faces internes des armatures sont pétrolées, en sorte que l'effet métal y est nul. L'électromètre accuse donc seulement l'effet métal produit dans le deuxième condensateur AA″ (et dû à ce que la face interne de A″ est formée par une feuille de plomb). J'ai ainsi constaté que, pour des épaisseurs de 1, 2, 3 et 5 centimètres, cet effet métal était représenté par 41, 43, 42 et 39 divisions de l'échelle graduée.

Bref, dans un condensateur d'épaisseur e, frappé en bout par le rayon, l'effet total sera de la forme $a + be$, a et b désignant deux constantes, le terme a désignant l'effet métal, et le terme be désignant l'effet gaz.

6. J'ai réalisé une expérience qu'on pourra comparer à celle qui m'a permis de reconnaître le rôle des tubes de force dans l'effet gaz (1) et qui prouve que l'effet métal se localise entièrement sur la surface frappée par les rayons.

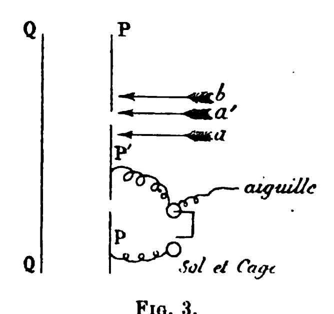


Fig. 3.

J'employais un condensateur PQ (*fig.* 3) formé par deux plaques métalliques écartées de 2 centimètres, l'une P en aluminium, l'autre Q en plomb.

Une pile de charge établissait une différence de potentiel constante entre P et Q. Si alors on coupait la communication entre P'

(1) *Journ. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 356 ; 1896.

et P, la plaque P′ se trouvait isolée, et pourtant au même potentiel que le reste de la plaque P qui jouait le rôle d'anneau de garde. On faisait alors pénétrer dans le condensateur, perpendiculairement aux armatures, un pinceau de rayons qui, dans sa partie la plus large, avait $0^{cm},5$, pénombre comprise. Ces rayons y produisaient un effet gaz, et, à cause du plomb de la face Q, un effet métal.

Or la décharge accusée par la plaque P′, rapide quand les rayons passaient en *a* (120 divisions de l'échelle), sensiblement la même quand ils passaient en *a′*, devenait pratiquement nulle (moins d'une division) quand ils passaient en *b*.

D'autre part, sur les 120 divisions indiquées sur l'échelle où se lisaient les déplacements de l'aiguille quand le rayon passait en *a′*, 40 disparaissaient, quand je pétrolais la face Q.

L'effet métal décelé par la plaque P′ était donc au moins divisé par 40, quand le rayon passait de *a′* en *b*. Un déplacement de $0^{cm},5$ suffisait pour cela, alors que, l'épaisseur du condensateur étant 2 centimètres, tout ce qui aurait pu être dû à un effet de fluorescence, à une convection ou à une diffusion n'aurait pu être sensiblement altéré par ce déplacement.

Mais les extrémités, sur le plomb de la face Q, des lignes de force issues de P′, extrémités qui, pour la position *a′*, étaient atteintes par les rayons, ne l'étaient plus pour la position *b*.

Cette expérience entraîne l'énoncé suivant :

7. *Ionisation superficielle.* — En tous les points qu'atteignent des rayons Röntgen dans la surface de séparation d'un gaz et d'un métal, se forment des quantités égales d'électricité positive et négative, ou, d'une manière abrégée, une *ionisation superficielle.* S'il existe un champ électrique, les charges d'un certain signe sont aussitôt absorbées par le métal, et les charges de signe contraire s'éloignent de ce métal, en décrivant les tubes de force aux extrémités desquelles elles se trouvaient d'abord.

8. Comme pour l'effet gaz, j'ai vérifié que la quantité d'électricité débitée par l'effet métal dans un condensateur donné atteint rapidement une valeur limite, quand le champ électrique grandit. Le résultat permet, en suivant une marche analogue, de définir et de mesurer ce qu'on appellera *ionisation superficielle en un point.*

9. A une même distance de la source, l'ionisation par unité de surface m'a paru indépendante de l'inclinaison sur le rayon. J'inclinais à 45° sur le rayon le condensateur A′B′C′D′ de la *fig.* 1 (seul con-

servé), où la fenêtre KL était assez large pour n'intercepter aucun des rayons utilisés dans la première position. Le volume intéressé par les rayons dans ce condensateur et, par conséquent, l'effet gaz étaient donc multipliés par $\sqrt{2}$. D'autre part, j'ai vérifié à moins de $\frac{1}{100}$ près que l'effet total était multiplié par $\sqrt{2}$. L'effet métal, différence de ces deux effets, était donc aussi multiplié par $\sqrt{2}$, précisément comme la surface frappée par les rayons.

De même, j'ai vérifié, quand la distance à la source varie, que l'ionisàtion par unité de surface varie comme l'inverse du carré de cette distance. Ou, ce qui revient au même, un cône de même angle solide produit, à toute distance, le même effet métal dans un condensateur BB′ laissé normal aux rayons. Cela, bien entendu, dans les limites où l'absorption est négligeable.

Bref, l'ionisation superficielle en un point varie comme l'inverse du carré de la distance entre le point et la source.

Cette loi permettrait de fixer, d'une manière indépendante de celle qui m'a été fournie par l'effet gaz, l'unité de quantité de rayons Rœntgen. Je crois préférable de garder la première définition, c'est-à-dire de prendre pour unité la quantité de rayons qui, dans l'air, sous la pression de 76 centimètres, libère dans une couche sphérique centrée sur la source et de 1 centimètre d'épaisseur, une unité électrostatique C. G. S d'électricité positive.

10. Soit donc Q la quantité de rayons supposée rayonnée uniformément dans l'angle solide ω; l'ionisation superficielle dans l'élément de surface ds, pris dans la surface de séparation du gaz a et du métal b sera, sous la pression de 76 centimètres et à la température ordinaire,

$$M_{a,b}\frac{Q}{\omega}\frac{ds}{r^2}.$$

Je propose d'appeler *coefficient d'ionisation superficielle* les coefficients $M_{a,b}$ qui, pour chaque couple gaz-métal, caractérisent l'effet métal. Ils formeraient une classe de constantes qu'on pourrait comparer, à certains égards, aux tensions superficielles ou aux forces électromotrices de contact.

Quelques-uns d'entre eux, mesurés grossièrement, sont rassemblés dans le tableau suivant :

$M_{Au,\,air} = 0,9$	$M_{Zn,\,air} = 0,70$	$M_{Pb,\,air} = 0,6$	$M_{Al,\,air} = 0,0$
	$M_{Zn,\,CO^2} = 0,80$		$M_{Al,\,CO^2} = 0,0$
	$M_{Zn,\,H^2} = 0,5$		$M_{Al,\,H^2} = 0,2$

11. L'influence des variations de température m'a paru faible ou nulle.

Les variations de pression agissent d'une façon plus complexe, que je n'ai pu encore exprimer par une loi simple. De même, et cela en est une conséquence, je ne connais pas de loi simple qui exprime d'une façon générale l'influence de la pression sur l'effet total, somme de l'effet gaz et de l'effet métal.

12. En définitive, si nous supposons connue l'influence de la pression sur l'effet métal, on pourra calculer, dans tous les cas, la quantité d'électricité perdue par un corps sous l'influence des rayons de Röntgen.

Imaginons, par exemple, un condensateur plan d'épaisseur l centimètres, perpendiculaire aux rayons qui y pénètrent par une armature en aluminium, l'autre armature étant en zinc, et supposons que l'on cherche la quantité d'électricité positive qui passe d'une armature à l'autre quand une quantité de rayons Q entre dans le condensateur. L'application des lois élémentaires que j'ai données montre que, dans l'hydrogène, cette quantité sera, en unités électrostatiques C. G. S. :

$$Q\,(M_{Al,H^2} + lG_{H^2} + M_{Zn,H^2}) = Q\,(0{,}2 + l.0{,}026 + 0{,}5);$$

G_{H^2} étant le coefficient d'ionisation de l'hydrogène, que des mesures directes m'ont prouvé égal à 0,026.

Dans l'air, elle serait :

$$Q\,(M_{Al,air} + lG_{air} + M_{Zn,air}) = Q\,(0{,}0 + l.1 + 0{,}7).$$

Ainsi le phénomène complexe de la décharge par les rayons Röntgen résulte de la superposition de deux phénomènes, l'effet gaz et l'effet métal, séparément régis par des lois simples.

LA LOI DES ÉTATS CORRESPONDANTS ET L'ÉQUATION CARACTÉRISTIQUE DES FLUIDES ;

Par M. C. RAVEAU.

1. La méthode que M. Amagat [1] a récemment appliquée à la vérification du théorème des états correspondants présente le double inté-

(1) Amagat, *Vérification d'ensemble de la loi des états correspondants de van der Waals; Sur la loi des états correspondants de van der Waals et la détermination des constantes critiques* (*C. R.*, t. CXXIII, pp. 30 et 83 ; *Journal de Physique*, voir p. 5 de ce volume ; *Société française de Physique*, 3 juillet 1896).

rêt de ne pas nécessiter la connaissance des constantes critiques et de permettre l'utilisation directe, avec le degré d'approximation de leur tracé, des courbes qui traduisent l'ensemble des résultats expérimentaux ; ces avantages paraissent suffisants pour justifier l'application d'une variante de cette méthode.

On passe d'un point du réseau d'isothermes au point correspondant en multipliant son abscisse et son ordonnée par deux facteurs constants, c'est-à-dire en ajoutant deux constantes aux logarithmes de ces quantités. Si l'on trace les courbes en prenant pour coordonnées de chaque point les logarithmes des coordonnées ordinaires, on passera d'une courbe à sa correspondante par une simple translation. En d'autres termes, si le théorème de van der Waals se vérifie, les réseaux de deux corps seront superposables ; il suffira d'obtenir des diagrammes transparents, sur verre ou sur papier, pour juger s'il est possible de les intercaler exactement sans aucune intersection.

J'ai appliqué la méthode aux réseaux de l'acide carbonique et de l'éthylène, qui ont été déterminés expérimentalement par M. Amagat. J'ai déduit des tableaux numériques les valeurs de log v et de log p ; sur la *fig.* 1, les traits continus représentent le réseau de l'acide carbonique ; dans le dessin original on avait choisi log 10 = 30 centimètres pour les pressions, et log 10 = 20 centimètres pour les volumes. On voit que l'aspect général des courbes ne diffère pas considérablement de celui des isothermes d'Andrews ; pour mettre en évidence la variation du produit pv, on a tracé en plusieurs points des segments de droites dont l'équation est $pv =$ Const. Ces droites ne sont pas parallèles à la deuxième bissectrice, parce que l'unité de longueur n'est pas la même pour les deux coordonnées.

Les réseaux de l'acide carbonique et de l'éthylène ont pu, à cette échelle, être tracés sur une même feuille de papier quadrillé ordinaire ; après avoir coupé la feuille, on peut, en éclairant par transparence, réaliser l'intercalation parfaite de réseaux et calquer l'un d'eux sur l'autre ; c'est ainsi qu'a été obtenu l'ensemble représenté par la *fig.* 1. Divers essais ont montré que les défauts inévitables de la division du papier, qui n'est jamais rectangulaire, exigent que les courbes soient tracées sur une même feuille et orientées de la même façon.

L'emploi des coordonnées logarithmiques pouvait faire craindre *a priori* un resserrement exagéré des courbes en certaines régions

d'un diagramme de dimensions moyennes, qui aurait nécessité la reproduction, à une échelle plus grande, de certaines parties du tracé. En fait, avec les dimensions adoptées, l'écart minimum des courbes d'un même réseau s'est trouvé égal à 2,5 millimètres, c'est-à-

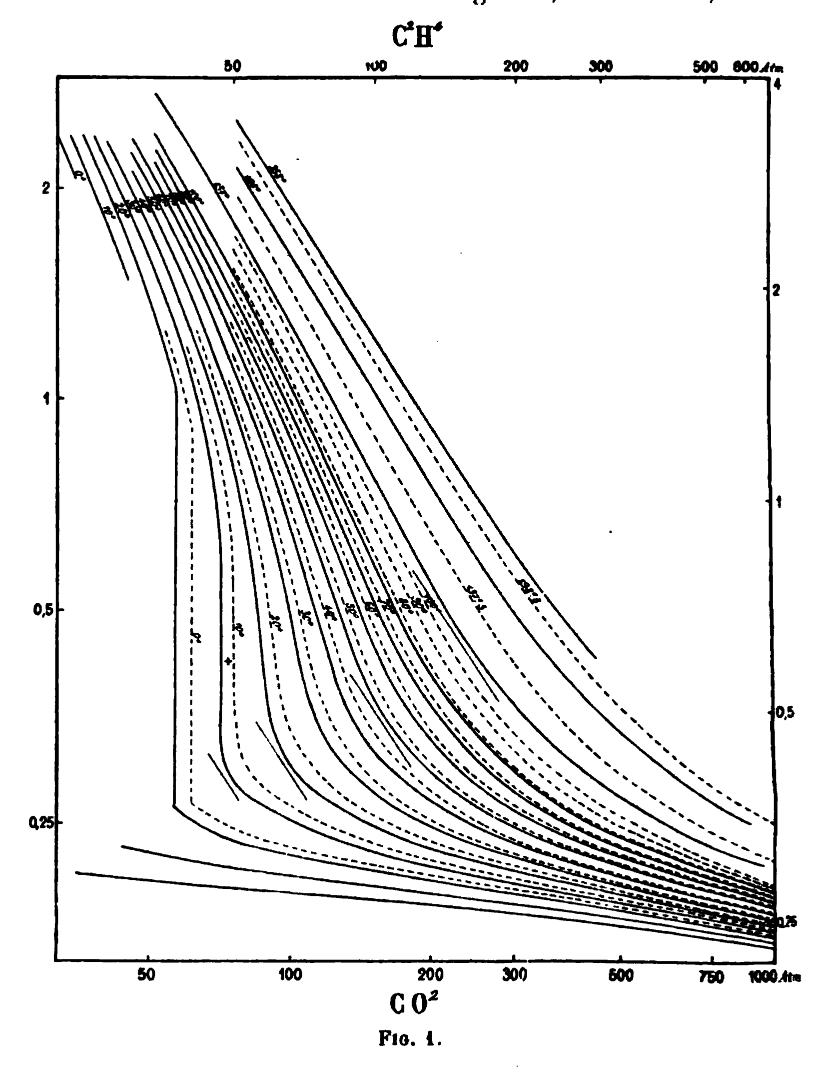


Fig. 1.

dire à dix fois environ l'épaisseur des traits, ce qui est plus que suffisant.

Les côtés inférieur et supérieur du cadre ont été gradués en atmos-

phères ; la différence d'abscisse de deux points de même pression détermine le rapport des pressions critiques de l'éthylène et de l'acide carbonique. Pour les volumes, les unités choisies sont 100 fois plus grandes que celles de M. Amagat, c'est-à-dire telles que le produit pv ait, pour chacun des gaz, la valeur 100 à la température de 0°, sous la pression de 1 atmosphère ; ces unités sont donc, pour des masses de gaz égales, en raison inverse du poids moléculaire. La division du côté gauche du cadre se rapporte à l'acide carbonique ; le point critique a été marqué d'après les données obtenues par M. Amagat pour l'acide carbonique.

2. Le travail de M. Amagat établit que le théorème des états correspondants est vérifié, par l'expérience, dans des limites beaucoup plus étendues qu'on ne le pensait généralement. Je me suis demandé si la première formule de van der Waals :

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \mathrm{RT},$$

qui est considérée depuis longtemps comme insuffisante, ne bénificierait pas, elle aussi, d'une comparaison avec les résultats expérimentaux effectués suivant la même méthode.

J'ai construit, en partant de cette formule, en coordonnées logarithmiques, un réseau d'isothermes dont les températures réduites θ sont très voisines de celles des courbes du réseau de l'acide carbonique, θ étant déduit de la température centigrade t, par la formule :

$$\theta = \frac{t + 270}{300}$$

(la correspondance serait exacte si les quantités numériques étaient respectivement 273 et 304,35). En superposant à ce tracé le réseau expérimental, on constate qu'il est impossible d'obtenir une interposition des courbes sans intersection ; la *fig.* 2 représente l'ensemble des deux systèmes de courbes, quand on amène en coïncidence les points qui représentent l'état critique. On voit immédiatement que, conformément à une remarque déjà faite plusieurs fois (¹), la formule de van der Waals donne, pour la dérivée $\left(\frac{\partial p}{\partial \mathrm{T}}\right)_v$ au voisinage du

(¹) Voir Stoletow, *Remarques sur l'état critique* (*Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. I, 543 ; 1888) ; et Raveau, *Sur la variation de la tension de vapeur au voisinage du point critique* (*Société française de Physique*, 17 février 1893).

point critique, des valeurs beaucoup trop faibles; les courbes expérimentales, qui sont ici tracées en pointillé, sont beaucoup moins resserrées que les courbes théoriques. D'ailleurs, le théorème des états correspondants fût-il vérifié dans toute sa généralité qu'il n'en

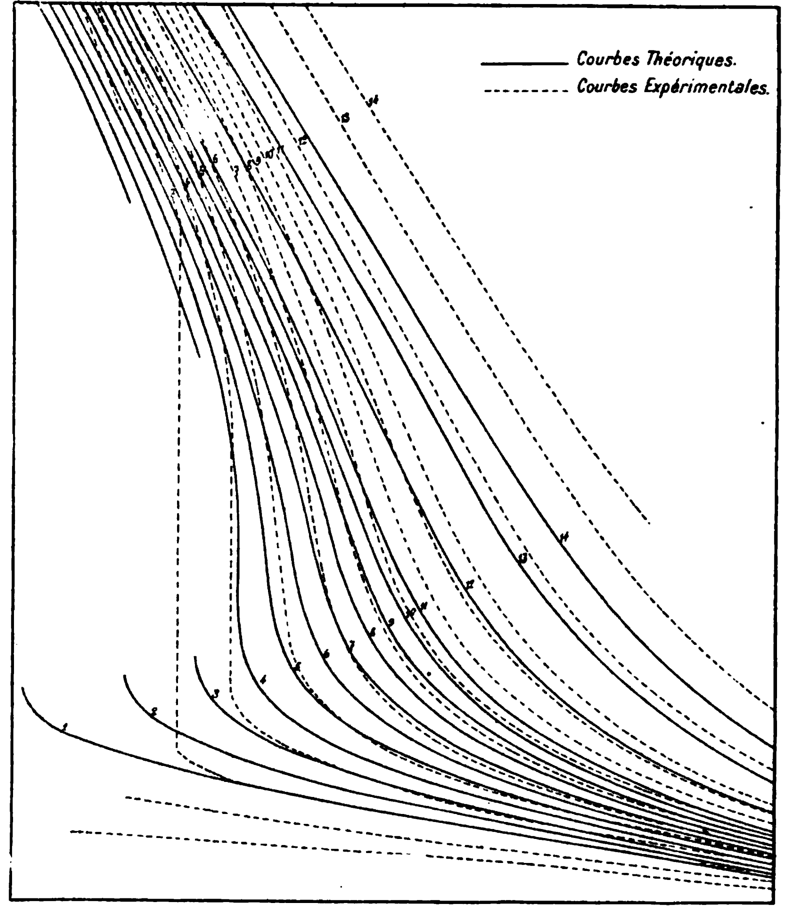


Fig. 2.

résulterait pas que l'équation caractéristique de tous les corps dût être simple; on serait seulement en droit de conclure que les coefficients, en nombre quelconque, de cette équation, sont fonctions de *trois* constantes seulement [1].

[1] Voir sur ce point: L. Natanson, *Sur la correspondance des équations caractéristiques du gaz; Sur les températures, les pressions et les volumes caractéris-*

3. Clausius a proposé, pour remplacer la formule de van der Waals, une équation de la forme :

$$p = \frac{RT}{v - \alpha} - \frac{f(T)}{(v + \beta)^2};$$

plusieurs physiciens ont, après lui, cherché à représenter les résultats d'expériences à l'aide d'expressions convenables de la fonction $f(T)$. L'étude attentive des données expérimentales montre qu'une formule de ce type ne peut convenir, quelque soit $f(T)$; on a, en effet, si l'on considère α et β comme indépendants de T,

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v = -\frac{f''(T)}{(v + \beta)^2},$$

c'est-à-dire que, si la dérivée $\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}$, prise deux fois à volume constant, s'annule en un point, elle reste nulle tout le long de l'isotherme de ce point. Or les valeurs de Δp, à volume constant, pour des variations de température de 10°, sont, d'après M. Amagat, pour différents volumes (évalués en unités arbitraires) :

Volumes	30° — 40°	40° — 50°	50° — 60°	60° — 70°	70° — 80°	80° — 90°	90° — 100°
0,00768	8,3	8,2	8	7,8	7,6	7,8	7,8
0,00578		11,6	11,5	11,3	11,3	11,4	11,1
0,00428		17	17,1	17	17,4	17,2	17,6
0,00316	26,5	27,3	28,5	29,4	28,3	29	30,5

Ces nombres montrent que $\frac{\Delta p}{\Delta T}$ reste très sensiblement constant entre 40° et 90° pour le volume 0,00428, qui se trouve être très voisin du volume critique ; pour des volumes plus petits $\frac{\Delta p}{\Delta T}$ croît nettement avec la température ; il décroît pour des volumes plus grands. Si faible que soient les variations, elles sont suffisantes pour mettre hors de doute que $\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v$ ne peut pas être de la forme

---

tiques (*Comptes Rendus*, t. CIX, pp. 855 et 890) ; — P. Curie, *Quelques remarques relatives à l'équation réduite de van der Waals* (*Archives de Genève*, 3e série, XXVI, p. 13 ; 1891) ; — Meslin, *Sur l'équation de van der Waals et la démonstration du théorème des états correspondants* (*Comptes Rendus*, t. CXVI, p. 135 ; 1893).

rappelée ci-dessus. Il faudra donc, si l'on veut représenter exactement les expériences, faire des hypothèses plus générales, poser, par exemple, comme l'a proposé M. Brillouin (1),

$$p = \frac{A}{v - a} + \frac{B}{v - b} + \frac{C}{v - c}$$

A, B, C étant des fonctions de T, ou encore admettre que α varie avec la température, comme le font MM. de Heen et Dwelshauvers-Dery (2), etc. J'ajouterai qu'il y aurait grand intérêt à vérifier si, comme cela semble résulter des nombres de M. Amagat, $\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v$ ne serait pas nul exactement au point critique ; on en conclurait, en effet, d'après une formule bien connue, que $\frac{\partial c}{\partial v}$ est également nul, relation qui aurait une grande importance au point de vue de la théorie moléculaire de la matière à l'état critique.

4. Le théorème des états correspondants n'est certainement pas vrai pour l'ensemble des corps qui ont été étudiés ; en particulier, il semble *a priori* peu probable que le rapport des volumes de deux corps joue un rôle très important, puisque le volume ne peut jamais descendre au-dessous d'une limite finie. Il serait plus rationnel de considérer les variations de volume soit à partir du covolume, soit à partir du volume critique. C'est à cela d'ailleurs qu'on peut ramener la modification du théorème des états correspondants, relative à l'équation de Clausius, qu'a proposée M. van der Waals, en considérant, au lieu du rapport $\frac{v}{\varphi}$ (φ est le volume critique), le rapport $\frac{v + \beta}{\varphi + \beta}$. La valeur de φ étant $3\alpha + 2\beta$, on voit immédiatement que le quotient précédent ne diffère que d'une constante de $\frac{v - \alpha}{\varphi - \alpha}$ et de $\frac{v - \varphi}{\varphi - \alpha}$, ou $\frac{v - \varphi}{\varphi + \beta}$. La méthode de M. Amagat s'appliquerait encore au cas où ce seraient les excès des volumes de deux corps sur deux constantes

(1) BRILLOUIN, *Sur la loi de compressibilité isothermique des liquides et des gaz et la définition des états correspondants* (*Journal de Physique*, 3e série, t. II, p. 113 ; 1893).

(2) DE HEEN et DWELSHAUVERS-DERY, *Étude comparative des isothermes observées par M. Amagat et des isothermes calculées par la formule de van der Waals* (*Bulletin de l'Académie royale de Belgique* ; 1894).

dont le rapport aurait la même valeur pour les points correspondants; on pourrait obtenir l'intercalation des réseaux, mais les axes des p ne coïncideraient pas.

5. Les travaux de M. Sidney Young [1] ont mis nettement en évidence l'influence de la constitution moléculaire sur la forme de l'équation caractéristique. Tandis que les quatre dérivés halogènes monosubstitués de la benzine obéissent très approximativement à la loi de van der Waals, la benzine elle-même s'en écarte beaucoup par rapport à eux. On sait, d'autre part, que les chaleurs spécifiques des gaz dépendent du nombre des atomes et de leur répartition dans la molécule. Les équations caractéristiques de deux corps cessent donc d'obéir au théorème des états correspondants en même temps que le rapport des chaleurs spécifiques, en des états correspondants, varie de l'un à l'autre.

Si naturel que soit ce fait, il n'est pas sans importance. D'une part, il montre qu'on ne pourra faire la théorie cinétique des gaz réels qu'en tenant compte de l'influence qu'exercent les mouvements intérieurs à la molécule, dont la force vive figure dans l'expression du rapport des chaleurs spécifiques sur les mouvements d'ensemble de cette molécule, desquels dépend la pression exercée par le gaz. D'autre part, cette remarque constitue le premier pas dans la solution d'un problème que laisse entièrement ouvert la thermodynamique actuelle; les relations qu'expriment les deux principes fondamentaux contiennent seulement les différences entre les chaleurs spécifiques à partir d'un point ou leurs dérivées à température constante; elles laissent indéterminée la valeur absolue des chaleurs spécifiques. Les études expérimentales, destinées à combler cette lacune, seront largement simplifiées quand il sera établi d'une façon générale que la loi de van der Waals est très approximativement vérifiée par les séries de corps de formule chimique analogue.

---

(1) *On the generalizations of van der Waals regarding « corresponding » temperatures, pressures and volumes* (*Phil. Mag.*, février 1892).

SYDNEY YOUNG. — The thermal properties of isopentane (Propriétés thermiques de l'isopentane).

S. YOUNG and G.-L. THOMAS. — Isopentane from amyl iodide (L'isopentane préparé par l'iodure d'amyle).

S. YOUNG and G.-L. THOMAS. — The specific volumes of isopentane vapour (Les volumes spécifiques de la vapeur d'isopentane). — *Proceedings of the Physical Society of London*, 1896.

La préparation de l'isopentane à l'état de pureté absolue a été l'objet des préoccupations des auteurs, qui décrivent les minutieuses précautions qu'ils ont prises. Que l'isopentane soit obtenu comme produit accessoire de la préparation de l'amylène par l'alcool amylique ou par l'action de l'hydrogène naissant sur l'iodure d'amyle, les produits, purifiés avec le plus grand soin, puis distillés au moyen d'un appareil décrit par MM. Young et Thomas dans les *Chemical News* de 1895, présentent des propriétés physiques identiques, quelles que soient les fractions sur lesquelles on effectue les mesures.

Le point d'ébullition de l'isopentane sous la pression de 760 millimètres est 27°,95 ; la densité du liquide à 0° est 0,63923 ; la température critique est 187°,8. Ce corps fournit, entre 0° et le point critique, une remarquable vérification de la loi du diamètre rectiligne ; l'équation du diamètre est ici

$$D = 0{,}3197 - 0{,}000454\,t.$$

La densité critique est 0,2344, et la pression critique $32^{atm},89$. M. Young, opérant sur un corps rigoureusement pur, a pu vérifier, dans le cas de l'isopentane, que la pression de vapeur saturée à température constante est rigoureusement indépendante de la proportion relative du liquide et de la vapeur, qu'il ne reste qu'une trace de liquide en présence de la vapeur saturée ou qu'une trace de vapeur en présence du liquide.

Les auteurs ont déterminé les valeurs de $\frac{PV}{T}$ à basse pression (entre 200 et 800 millimètres de mercure) pour un grand nombre de températures et montré que cette expression varie légèrement en sens contraire de la pression, d'autant moins, toutes choses égales d'ailleurs, que la température est plus élevée. Sous la pression de 200 millimètres, la vapeur d'isopentane obéit presque rigoureusement à la loi de Gay-Lussac, $\frac{PV}{T}$ étant à peu près indépendant de la température.

E. MATHIAS.

G.-L. THOMAS and SYDNEY YOUNG. — The vapour pressures, specific volumes, and critical constants of normal hexane (Tensions de vapeur, volumes spécifiques et constantes critiques de l'hexane normal). — *Trans. of the Chem. Soc.*, 1896.

L'hexane normal a été obtenu par l'action du sodium sur l'iodure de propyle, puis purifié et distillé onze fois. Toutes les fractions étudiées avaient des propriétés physiques identiques. Le point d'ébullition à 760 millimètres est 69°,0; le $\frac{dp}{dt}$ à cette température est de 22 millimètres de mercure par degré. La densité à 0° est 0,67696. La température critique est 234°,8. La loi du diamètre rectiligne se vérifie remarquablement entre 60° et 234°,8, l'équation du diamètre étant :

$$D = 0,3390 - 0,000446\,t.$$

La densité critique, 0,2344, est identique à celle de l'isopentane; la pression critique est 29^{atm},62.

La comparaison, *sous des pressions correspondantes*, des températures réduites d'ébullition, ainsi que des densités (liquide et vapeur saturée) rapportées à leurs valeurs critiques a fourni, pour l'hexane normal, l'isopentane et la benzine, une très belle vérification du théorème des états correspondants.

Les densités de l'hexane normal et de la benzine sont remarquablement comparables; il en est de même pour l'isopentane à un degré un peu moindre. Par contre, les températures d'ébullition réduites sont identiques pour l'isopentane et la benzine, tandis qu'il y a pour l'hexane une légère divergence qui croît régulièrement à mesure qu'on s'éloigne de la température critique. E. MATHIAS.

SYDNEY YOUNG. — The vapour pressures, specific volumes and critical constants of normal pentane, with a note on the critical point (Tensions de vapeur, volumes spécifiques et constantes critiques du pentane normal, et remarque sur le point critique). — *Trans. of the Chem. Soc.*, 1897.

L'hydrocarbure normal a été retiré par distillation fractionnée — par MM. Young et Thomas — d'un produit qualifié « pentane » provenant de la distillation du pétrole d'Amérique. Le point d'ébullition ramené à 760 millimètres est 36°,3 : la valeur de $\frac{dp}{dt}$ à cette température est de 25^{mm},8 par degré. La densité à 0° est 0,6454. La tempéra-

ture critique est 197°,2, la pression critique 33^{atm},03, et la densité critique 0,2324.

L'équation du diamètre rectiligne est $D = 0,3231 - 0,00046t$. La vérification de cette loi présente ici un intérêt exceptionnel. M. S. Young s'est proposé de résoudre dans le cas du pentane normal les questions suivantes, sur lesquelles il y a encore des divergences d'opinion :

1° La loi du diamètre rectiligne de MM. Cailletet et Mathias est-elle valable jusqu'au point critique?

2° Les densités du liquide saturé et de la vapeur saturée deviennent-elles réellement égales?

3° S'il en est ainsi, la température à laquelle les densités deviennent égales (*température critique réelle*) est-elle identique à celle à laquelle le ménisque disparaît et où les stries deviennent visibles (*température critique apparente*)?

4° La température critique *apparente* varie-t-elle lorsqu'on élève ou qu'on abaisse la température, etc. ?

Pour résoudre les deux premières questions, il fallait prendre les deux sortes de densités au voisinage immédiat de la température critique. Expérimentalement, cela est très difficile et ne peut être réalisé que sur des corps rigoureusement purs et privés d'air. M. Young, dans ses mesures, s'est approché progressivement de la température critique. Déjà, dans l'étude de l'isopentane, les deux sortes de densités furent déterminées à 187°,4, c'est-à-dire à 0°,4 seulement du point critique, et vérifièrent la loi du diamètre rectiligne ; malheureusement la différence des densités 0,2761 et 0,1951 était encore considérable. Les deux sortes de densités du pentane normal furent déterminées à 197°,15, c'est-à-dire à 0°,05 seulement de la température critique apparente ; les deux densités furent prises également de dixième en dixième de degré entre 197°,1 et 196°,8 et vérifièrent la loi du diamètre rectiligne comme le montre le tableau suivant :

Température	Densité du liquide saturé	Densité de la vapeur saturée	Densité moyenne Observée	Densité moyenne Calculée	Δ
196°,8	0,2730	0,1925	0,2327	0,2326	— 0,0001
196°,9	0,2691	0,1960	0,2325	0,2325	0
197°,0	0,2640	0,2005	0,2323	0,2325	+ 0,0002
197°,10	0,2560	0,2090	0,2326	0,2324	— 0,0002
197°,15	0,2472	0,2168	0,2320	0,2324	+ 0,0004
197°,20 (crit.)	»	»	»	0,2324	»

De ces nombres et du raccordement (*fig.* 1) des courbes du liquide et de la vapeur saturée à 197°,20, M. S. Young conclut :

La loi du diamètre rectiligne est rigoureuse jusqu'au point critique;

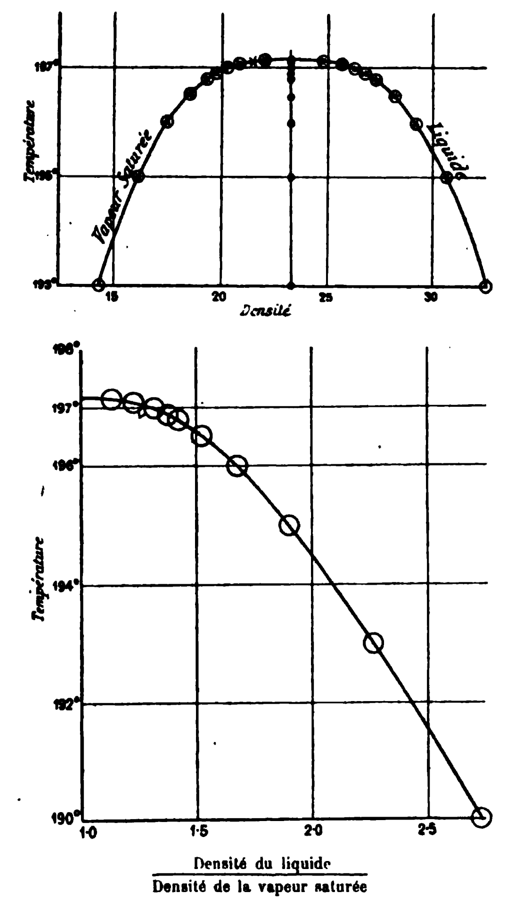


Fig. 1.

à cette température, les densités du liquide et de la vapeur saturée deviennent égales. — La température critique *réelle* étant 197°,20, comme on vient de le voir, M. Young trouve, pour la température critique *apparente*, par la disparition ou la réapparition du ménisque en tube scellé, des nombres compris entre 197°,1 et 197°,3, et il conclut à l'*identité de la température critique réelle et de la température critique apparente, que l'on opère à volume constant (tube scellé) ou à*

volume variable (avec l'appareil de mesure des tensions de vapeur), par abaissement ou par élévation de la température.

E. MATHIAS.

Dr DE VRIES. — Measurements on the influence of temperature on the capillary elevation of ether between the critical state and the boiling-point of ethylene (Influence de la température sur l'ascension capillaire de l'éther entre l'état critique et le point d'ébullition de l'éthylène). — *Communications from the laboratory of the university of Leyden*, n° 6.

Un gros tube de verre, dont l'axe est occupé par un tube capillaire, était rempli d'une quantité d'éther telle qu'à la température critique la disparition du ménisque pût être observée vers le milieu du tube. Une série de nettoyages à l'aide de liquides bien débarrassés de leurs poussières et d'ébullitions successives, enfin la fermeture dans le vide du tube rempli d'éther pur assuraient l'invariabilité de la constante capillaire à une température donnée. De grandes précautions étaient prises pour assurer la constance de la température pendant les mesures qui ont été faites entre — 102°, point d'ébullition de l'éthylène, et 182°,92. La température critique de l'éther employé était 193°,6.

Les ascensions capillaires observées devaient être augmentées de l'ascension que donnait lui-même le tube contenant l'éther ; cette correction, quoique petite, était incertaine. La constante capillaire était déduite de l'ascension par la formule classique, en tenant compte de la différence entre les densités du liquide saturé et de la vapeur saturée. Entre - 100° et + 160°, l'ascension h est représentée par la formule :

$$h = 1 - 0{,}004960\,t,$$

l'ascension à 0° étant prise pour unité. Entre 160° et la température critique de l'éther la courbe $h = f(t)$ s'incurve et tourne sa convexité vers l'axe des températures. Les parois du tube capillaire étaient mouillées par l'éther à toutes les températures.

E. MATHIAS.

Dr J. VERSCHAFFELT. — Measurements concerning the capillary ascension of liquefied gases (Mesures relatives à l'ascension capillaire des gaz liquéfiés). — *Communications from the laboratory of the university of Leyden*, n° 18.

L'appareil de M. de Vries, convenablement modifié, a permis la mesure de l'ascension capillaire de l'acide carbonique et du pro-

toxyde d'azote liquides. Ces gaz liquéfiés étaient purifiés par une méthode décrite dès 1893 par le Dr Kuenen, et qui est analogue à celle que M. Villard a employée dans ses belles études sur les gaz liquéfiés purs. La correction de l'ascension dans le tube formant cuvette s'obtenait en admettant que la surface libre du liquide dans l'espace annulaire était de révolution, la méridienne étant une demi-ellipse à grand axe horizontal.

On utilisait, pour le calcul de la constante capillaire σ, les deux sortes de densité de l'acide carbonique et du protoxyde d'azote déterminées par MM. Cailletet et Mathias. Les résultats sont représentés par la formule :

$$\sigma = A\,(1 - m)^{B},$$

dans laquelle m est la température *réduite*, A et B deux constantes qui sont sensiblement les mêmes pour les deux liquides expérimentés, ce qui est la vérification du théorème des états correspondants. Alors que M. van der Waals trouve, comme valeur théorique au voisinage de la température critique, $B = 3/2$, on a ici $B = 1,31$ environ.

Si l'on considère l'*énergie superficielle moléculaire* $\sigma_M = \sigma\,(Mv)^{\frac{2}{3}}$, la théorie indique que $\frac{d\sigma M}{dt}$ doit être la même fonction de la température pour tous les corps, cette fonction tendant, à quelque distance de la température critique, vers une constante voisine de 2,27. M. Verschaffelt trouve pour cette constante 2,22 d'après CO^2 et 2,20 d'après Az^2O.

E. Mathias.

Dr J. VERSCHAFFELT. — Measurements on capillary ascension of liquefied carbonic acid near the critical temperature (Mesures relatives à l'ascension capillaire de l'acide carbonique liquide près de la température critique). — *Communications from the laboratory of the university of Leyden*, n° 28.

D'après les observations de Ramsay et Shields, la valeur de l'exposant B de la formule $\sigma = A\,(1 - m)^{B}$ est voisine de 1,23 pour un grand nombre de liquides, alors que la théorie de M. van der Waals exige $B = \frac{3}{2}$. Comme certains liquides donnent $B = 1,37$ et que la valeur de B, $B = \frac{d \log \sigma}{d \log (1 - m)}$, croît en même temps que la tempé-

rature la plus élevée atteinte dans les mesures, M. Verschaffelt s'est proposé de pousser celles-ci, dans le cas de l'acide carbonique liquide, jusqu'au voisinage immédiat du point critique dans l'espoir que l'accroissement de B avec la température permettrait d'arriver à des valeurs voisines de 3/2. Malheureusement, le calcul de la constante capillaire σ exige la connaissance des deux sortes de densités de l'acide carbonique au voisinage immédiat du point critique ; même avec les expériences de M. Amagat, il faut obtenir *par interpolation graphique* les densités qui servent au calcul de σ, et par suite de B. Il s'ensuit, comme M. Verschaffelt le remarque formellement lui-même, que la valeur B = 1.521, qu'il trouve ainsi au voisinage immédiat de la température critique, est une vérification beaucoup plus apparente que réelle de la théorie.

Entre 12°,8 et 30° les ascensions capillaires vraies en millimètres, dans le tube employé, pouvaient être représentées par la formule linéaire :

$$H = 26,04 - 0,825t$$

E. Mathias.

HILDEBRAND. — Eine einfache Art empfindliche Wechselstromentladungen eines Inductoriums in eines Vacum rohre zu trennen (Un procédé simple pour séparer dans un tube à vide les décharges « sensibles » des courants alternatifs d'un inducteur). — *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 273 ; 1896.

1. — Rappelons d'abord quelques résultats obtenus par MM. Spottiswode et Moulton : Une décharge est dite « sensible » lorsque l'approche des conducteurs paraît lui faire subir une déviation de son chemin dans le tube.

Pour rendre une décharge sensible, il suffit d'intercaler une distance explosive d'air D entre la source d'électricité et l'un des bouts du tube ; si D est du côté positif du tube, l'électricité positive seule traversera le tube et d'une façon discontinue, après avoir atteint un certain potentiel à l'endroit d'interruption ; si D est du côté négatif, l'électricité négative seule traversera le tube.

En envoyant les décharges d'une machine à influence dans un tube à vide à distance explosive et reposant par deux cales en bois sur une table couverte d'une feuille d'étain dans toute la longueur du tube, on observe que :

Selon que D est du côté positif ou négatif du tube, la colonne lumineuse devient convexe vers le haut ou vers le bas ;

Si on envoie les décharges positives ou négatives dans la feuille d'étain en même temps que dans le tube, la colonne lumineuse devient convexe vers le bas ou vers le haut.

Voici comment s'expliquent ces phénomènes: lorsque la feuille d'étain n'est pas reliée à l'électrode qui livre l'électricité dans le tube, le courant d'électricité libre positive ou négative qui traverse ce tube produit un partage électrique dans la feuille d'étain: l'électricité contraire est fixée; elle réagit sur la paroi interne du verre, y fixe l'électricité de même nom que celle qui traverse le tube, tandis que l'électricité contraire s'échappe de la paroi vers l'intérieur:

Si cette dernière électricité est négative, elle forme un espace sombre qui repousse la colonne lumineuse du tube.

Si elle est positive, elle s'échappe de la paroi sans former d'espace sombre.

Des phénomènes analogues ont lieu dans les deux autres cas où la feuille d'étain est synchrone et chargée de même signe que les décharges dans le tube.

II. — En disposant une distance explosive devant chaque extrémité du tube, les décharges des signes différents vont se rencontrer dans le milieu qui doit alors être un point insensible; en posant le tube sur la table couverte de la feuille d'étain, M. Hildebrand vit en effet la bande lumineuse prendre une forme sinueuse A convexe vers le haut du côté de l'anode, concave du côté de la cathode; en employant les courants alternatifs produits par un petit inducteur, la bande lumineuse gardait cette forme A (anode et cathode se rapportant dans ce cas aux courants d'ouverture); on ne voyait pas apparaître la ligne A′ symétrique de A par rapport à l'axe du tube. Ce procédé ne permet donc pas d'obtenir la séparation des décharges.

III. — Pour réaliser cette séparation, M. Hildebrand dirige dans son corps les courants qui sortent de l'anode des courants d'ouverture et approche du tube l'autre main restée libre: on voit alors la bande lumineuse se diviser au-dessous de cette main en deux lignes lumineuses séparées par un espace sombre; si, au lieu de la main, on place une règle en fer ou le bras au-dessus du tube, la séparation a lieu dans toute la longueur.

Il explique tous les faits précédents par les phénomènes d'influence exercés sur les conducteurs approchés et par l'affaiblissement des courants qui sortent de l'anode, causé par le contact de la main.

IV. — M. Hildebrand termine en indiquant qu'un corps électrisé

n'a aucune action sur la colonne lumineuse tant qu'il est au repos, mais qu'il attire cette colonne dès qu'on l'en approche et d'autant plus vivement que son mouvement est plus rapide ; la colonne lumineuse ne revient à sa position d'équilibre qu'après des oscillations analogues à celles d'une corde tendue ; ces phénomènes très nets avec les courants alternatifs d'un inducteur ne se produisent pas si la source d'électricité est une machine à influence.

P. Sacerdote.

T. MARTINI. — Del calore che si sviluppa nella umettarione delle polveri (De la chaleur développée en humectant des poudres solides.) — *Atti del R. Istituto Veneto*, série VII, t. VIII, mai 1897 (1).

J'ai étudié la chaleur développée pendant l'humectation des poudres bien desséchées, lorsqu'on se sert d'un liquide n'ayant, sur la poudre, aucune action chimique.

Le phénomène a été déjà étudié par plusieurs physiciens ; je rappellerai Pouillet (2), Cantoni (3), Melsens (4), Chappuis (5), Wiedemann et Ludeking (6), Meissner (7), mais les effets que j'ai obtenus sont, dans plusieurs cas, beaucoup plus considérables que ceux observés par les savants qui m'ont précédé.

Les résultats les plus remarquables que j'ai obtenus se rapportent au charbon animal très pur.

	TEMPÉRATURE				Augmentation de
Nom du liquide	de l'air	du liquide	du charbon	maxima	température
Eau distillée.......	18°,10	17°,51	17°,92	33°,50	15°,58
Alcool absolu......	18 ,09	17 ,82	18 ,28	35 ,75	17 ,47
Éther..............	17 ,10	16 ,82	17 ,20	34 ,70	17 ,50
Éther acétique.....	18 ,30	18 ,22	18 ,48	37 ,42	18 ,94
Benzine...........	18 ,30	18 ,52	18 ,70	36 ,30	17 ,60
Sulfure de carbone.	17 ,10	17 ,12	17 ,50	38 ,10	20 ,60

Je pense que des effets aussi considérables tiennent à la manière dont j'ai dirigé les expériences. Au lieu de laisser tomber sur la

(1) Extrait par l'auteur.
(2) *Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, t. XX, p. 411.
(3) *Atti del R. Istituto Lombardo*, maggio, 1866.
(4) *Mémoires de l'Académie royale de Belgique*, t. XXIII 1883.
(5) *Wiedemann's Annalen*, t. XIX, p. 21 ; 1883.
(6) *Wiedemann's Annalen*, t. XXV, p. 145 ; 1885.
(7) *Wiedemann's Annalen*, t. XXIX, p. 114 ; 1886.

poudre, comme on a fait jusqu'à présent, une quantité variable de liquide, j'oblige le liquide à monter au sein de la poudre, renfermée dans un tuyau, et séparée du liquide par une toile de tissu clair.

Dans ces conditions la poudre devient pâteuse lorsque la chaleur produite est faible (poudres minérales, graphite) ; mais, si l'élévation de température est de plusieurs degrés (poudre de charbon. sciure de bois), la poudre prend une consistance de pierre très remarquable. Ce phénomène vient à l'appui de l'opinion de M. Meissner, à savoir que la chaleur, produite dans l'humectation des poudres, serait due à une transformation d'énergie moléculaire en énergie thermique.

E. VILLARI. — Dell'azione dell'ozonatore su alcuni gas attivati dai raggi X (Action de l'ozoniseur sur quelques gaz röntgénisés). — *Rendiconti della R. Accademia delle Scienze Fisiche e Matematiche di Napoli*, fasc. 12, décembre 1896.

Les gaz traversés par les rayons X deviennent capables de décharger les corps électrisés ; cet effet est peut-être dû à une dissociation partielle des molécules du gaz. L'effluve électrique, au contraire, condense l'oxygène O^2 en ozone O^3, et l'expérience montre d'ailleurs qu'un courant d'air ou d'oxygène röntgénisé, capable de décharger l'électroscope, perd cette propriété quand il a traversé un ozoniseur en activité.

Le même effet s'observe avec le gaz d'éclairage, pour lequel on ne connaît pas d'action condensante de l'effluve et qui, après action des rayons X, décharge l'électroscope sensiblement mieux que ne le fait l'air atmosphérique.

Un fait digne de remarque est que l'efficacité de l'ozoniseur, dans son action opposée à celle des rayons X, se conserve encore une heure ou deux après que l'effluve électrique a cessé. Cette action résiduelle est due aux charges résiduelles de l'ozoniseur ; elle augmente et diminue en même temps que ces charges. On met en évidence les charges résiduelles en soufflant de la poudre de soufre et de minium sur les armatures d'un condensateur plan employé comme ozoniseur.

Le gaz d'éclairage qui a traversé l'ozoniseur redevient capable de décharger les conducteurs électrisés si on le fait traverser par les rayons X. L'air qui a traversé l'ozoniseur est activé par les rayons X un peu moins que l'air naturel.

G. SAGNAC.

E. VILLARI. — Dell'azione dell'ozonatore sulla proprietà scaricatrice destata nei gas dalle scintille e dalle fiamme (De l'action de l'ozoniseur sur la propriété déchargeante développée dans les gaz par l'étincelle ou par la flamme). — *Rendiconti della R. Accademia dei Lincei*, vol. VI, 1er sem., série 5, fasc. 3.

I. — L'air traversé par les *étincelles électriques* acquiert la propriété de décharger les corps électrisés (1). L'ozone, qui peut être produit par l'effluve électrique, n'a pas cette propriété.

L'auteur a étudié divers gaz traversant un tube où éclatent quatre séries d'étincelles, puis un ozoniseur, et arrivant sur un électroscope bien protégé par une cage de Faraday.

Les divers gaz examinés : air, oxygène, hydrogène, anhydride carbonique, gaz d'éclairage desséché, traversés par l'effluve électrique de l'ozoniseur ou ozonisés, n'acquièrent point la propriété de décharger les corps électrisés.

Traversés par l'étincelle d'une bobine d'induction, de préférence munie d'un condensateur, ils acquièrent une propriété déchargeante souvent assez énergique et la perdent par une ozonisation ultérieure (air, oxygène, gaz d'éclairage). L'action de l'ozoniseur subsiste encore cinq à huit minutes après interruption du courant qui l'actionnait; cette activité résiduelle est due aux charges résiduelles comme l'activité résiduelle, de plus longue persistance, que l'ozoniseur exerce sur les gaz röntgénisés (voir le mémoire précédent).

L'air ou l'oxygène, ozonisé ou non, acquiert toujours par les étincelles la propriété de décharger l'électroscope.

II. — L'air qui a servi à la combustion d'une *flamme* décharge aussi les corps électrisés.

Si l'on refroidit les gaz produits par la combustion d'une lampe Carcel, ils perdent en partie leurs propriétés déchargeantes. Ils la perdent complètement quand, refroidis ou non, ils traversent un ozoniseur en activité, de 60 centimètres de longueur.

La propriété neutralisante de l'ozoniseur cesse dès que le courant est interrompu, si les gaz de la flamme sont très chauds, et un peu après, si l'air a été préalablement refroidi.

Cette propriété neutralisante diminue en même temps que l'intensité du courant qui actionne l'ozoniseur. Elle peut réussir complètement vis-à-vis d'une petite flamme et incomplètement avec une flamme de plus grandes dimensions.

---

(1) Ce phénomène a été découvert, en 1888, par Naccari.

La flamme d'un gaz munie d'une cheminée de verre se comporte comme celle d'une lampe Carcel.

G. SAGNAC.

REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS.

1895, Optique (suite et fin).

IZARN. — Sur la photographie des ondes lumineuses stationnaires. *C. R.*, t. CXXI, p. 884.

On peut obtenir facilement la photographie des ondes stationnaires de Wiener en employant, non pas la couche de collodion sensible extrêmement mince de cet auteur, mais une couche de gélatine bichromatée épaisse, obtenue en dissolvant 2 grammes de gélatine dans 30 grammes d'eau avec addition de $0^{gr},10$ à $0^{gr},15$ de bichromate d'ammoniaque. Cette solution, rendue antiseptique par le bichromate, se conserve indéfiniment. Au moment de s'en servir, on la liquéfie au bain-marie, et on la fait couler sur la plaque en la filtrant avec du coton dans un entonnoir. On laisse sécher dans l'obscurité, puis on applique sur une lame de verre argentée (argent contre gélatine), et on règle le contact de façon à obtenir en lumière jaune les franges de Newton sensiblement rectilignes. Ce sont les conditions de production des ondes stationnaires. La plaque est ensuite exposée pendant environ un quart d'heure dans une chambre photographique où se forme l'image du spectre. On passe la plaque à l'eau tiède, additionnée au besoin d'une trace d'ammoniaque, qui favorise le gonflement de la gélatine. Les feuillets dus aux ondes stationnaires coupent la gélatine obliquement et déterminent par leurs intersections avec la surface libre de celle-ci une série d'échelons qui restent visibles après fixage, si l'opération a bien réussi.

Ch. FÉRY. — Sur les réseaux quadrillés employés en photogravure. *C. R.*, t. CXX, p. 720.

Pour obtenir les demi-teintes en photogravure, l'auteur recommande l'emploi d'un quadrillage très fin (40 à 60 traits par centimètre) que l'on dispose à une distance très petite ($0^{mm},2$ à $0^{mm},5$) en avant de la surface sensible. Chaque trait opaque projette derrière lui un cône d'ombre, et chaque intervalle un cône de lumière de même

dimension ; ces deux cônes de lumière et d'ombre sont séparés par une pénombre ; la position la plus avantageuse de la courbe sensible est celle qui est équidistante du réseau et des sommets des cônes d'ombre. Ainsi obtenue, la photographie est recouverte d'un quadrillé noir dont les lignes obscures sont légèrement estompées sur les bords à cause de l'irradiation des parties éclairées sur les parties voisines ; les demi-teintes apparaissent ainsi beaucoup mieux dans l'épreuve. Il suffit, comme on le voit, de faire appel à l'ombre géométrique pour l'explication du perfectionnement qui précède. On ne saurait invoquer les phénomènes de diffraction, qui sont négligeables.

G. LEMOINE. — **Relation entre l'intensité de la lumière et la décomposition chimique qu'elle produit ; expériences avec les mélanges de chlorure ferrique et d'acide oxalique.** — *C. R.*, t. CXXI, p. 817.

On peut obtenir un faisceau lumineux, d'intensité variable, en utilisant deux nicols dont on fait varier l'angle des sections principales. On éclaire une solution contenant un mélange de chlorure ferrique et d'acide oxalique, et on vérifie :

1° Que la décomposition est proportionnelle à l'intensité lumineuse ;

2° Que la réaction ne dure que le temps de l'insolation ; elle n'éprouve pas de retard sensible au début de l'expérience et elle cesse avec la suppression de la lumière.

GOUY. — **Sur une nouvelle méthode pour produire les interférences à grande différence de marche.** *C. R.*, t. CXX, p. 1039.

On dispose d'un appareil interférentiel éclairé avec une lumière quasi-homogène dont le milieu a une longueur d'onde λ_0, et les limites extrêmes les longueurs d'onde $\lambda_0 - \varepsilon$ et $\lambda_0 + \varepsilon$. Les deux faisceaux, outre leur partie commune, effectuent, l'un le trajet l_1 dans le vide, l'autre le trajet l_2 dans un milieu d'indice n. La différence de marche est exprimée par le nombre N des vibrations, pour un mouvement simple de longueur d'onde λ, donné par :

$$N = \frac{l_1 - nl_2}{\lambda}.$$

La dérivée $\frac{dN}{d\lambda}$ s'annule pour $\lambda = \lambda_0$, si l'on a :

$$(1) \qquad l_1 = l_2 \left(n_0 - \lambda_0 \frac{dn_0}{d\lambda_0}\right).$$

Si cela a lieu, le nombre N sera constant pour les longueurs d'onde voisines de λ_0, aux termes près du deuxième ordre par rapport à $\frac{\varepsilon}{\lambda_0}$; ce dispositif permet donc de reculer la limite des différences de marche permettant d'obtenir des interférences. On peut montrer de même que cette méthode, dans la mesure où elle rend le phénomène indépendant du défaut d'homogénéité de la lumière, le rend aussi indépendant du défaut de régularité. Pour cela, on démontre que la relation (1) devient (2) $\frac{l_1}{V_1} = \frac{l_2}{V_2}$.

Les variations de phase et d'amplitude arrivent donc en même temps au point où se forment les franges.

Si, au contraire, la condition (1) ou (2) n'était pas satisfaite, les défauts d'homogénéité ou de régularité de la lumière interviendraient pour affaiblir ou faire disparaître les franges, même si la différence de marche N était nulle.

G. DARZENS. — Sur une théorie physique de la perception des couleurs.
C. R., t. CXXI, p. 133.

Pour expliquer le mécanisme de la perception des couleurs, M. Darzens étudie la constitution anatomique de l'œil. Il remarque que, dans le voisinage de la tache jaune où on perçoit bien les couleurs, on rencontre les *cônes*, tandis que les *bâtonnets* de la rétine sont rejetés dans la région de l'œil où les couleurs ne sont pas nettement perçues; de plus, les animaux nocturnes, qui ne distinguent pas les couleurs, n'ont pas de cônes, tandis que les oiseaux qui se nourrissent d'insectes colorés ont des rétines riches en cônes. Les cônes jouent donc un rôle essentiel dans la perception des couleurs.

D'après ces remarques, il semble légitime de penser qu'un rayon lumineux, après avoir traversé les différentes couches de la rétine, se réfléchit sur la *couche pigmentaire* et vient interférer avec le rayon incident; il en résulte un système d'ondes stationnaires distantes, pour une même couleur, de $\frac{\lambda}{2}$; les cônes qui sont du même ordre de

grandeur que λ et qui sont constitués par des fibrilles parallèles, mais d'inégales longueurs, sont susceptibles d'apprécier ces distances. Il ne peut en être ainsi pour les bâtonnets, qui sont formés de fibrilles parallèles entre elles et de même longueur; le cerveau reporte en effet, à la périphérie du nerf, les excitations que ce dernier reçoit en un point quelconque de son parcours.

Une autre vérification de cette théorie existe dans le fait que toute maladie qui amène la disparition du *réflecteur* ou *couche pigmentaire* supprime en même temps la faculté de la perception des couleurs.

A. AIGNAN. — Sur la déviation moléculaire ou le pouvoir rotatoire moléculaire des substances actives. *C. R.*, t. CXX, p. 723.

PH.-A. GUYE. — Rotation moléculaire et déviation moléculaire. *C. R.*, t. CXX, p. 876.

Il résulte de cette discussion que, d'une part, la quantité

$$[\alpha'] = M[\alpha] = M\frac{\alpha}{ld}$$

qui est la rotation moléculaire (Aignan) et, d'autre part, la quantité $[\delta]_D = \frac{\alpha}{l}\sqrt[3]{\frac{M}{d}}$, qui est la déviation moléculaire (Guye), ne sont pas constantes pour un même corps. Ces grandeurs dépendent, en effet, de la température, du dissolvant et de la concentration.

G SEGUY. — Sur un radiomètre de construction symétrique, tournant sous l'action d'un éclairement dissymétrique. — *C. R.*, t. CXX, p. 725.

L'appareil est de construction entièrement symétrique : les ailettes, en mica cuit, ont leurs deux faces parallèles. En pleine lumière, le radiomètre reste immobile. Mais, étant entouré d'une boîte opaque et soumis par des fentes latérales à deux rayons qui agissent tangentiellement à la circonférence décrite par un point du moulinet, l'instrument se met à tourner rapidement.

R. DONGIER.

REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS.

Électricité et magnétisme.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXXII et CXXIII; 1896.

E. BRANLY. — Résistance de lames métalliques minces. — T. CXXII, p. 230.

M. Branly a montré, en 1891, l'accroissement de conductibilité produit par l'action des décharges électriques sur de minces feuilles métalliques. Dans certains cas, la résistance au contact de deux métaux est beaucoup diminuée également par l'influence des décharges, par exemple la résistance au contact de l'aluminium et du plomb. M. Branly montre que cet effet ne se produisait pas dans ses expériences, où le contact était réalisé par des lames de laiton, de sorte que la variation observée est bien due à l'action des décharges sur les lames minces.

C. LALA et A. FOURNIER. — Influence de l'aimantation sur les forces électromotrices des piles dont le fer est un des éléments. — T. CXXIII, p. 801.

Conformément aux conclusions théoriques de MM. Janet et Duhem, et aux résultats obtenus récemment par M. Hurmuzescu, les auteurs ont observé une diminution de la force électromotrice dans les deux cas suivants : 1° Couple thermoélectrique formé par une lame de cuivre serrée entre les armatures d'un électro-aimant ; 2° Couple constitué par une lame de fer et une lame de cuivre plongeant dans de l'eau distillée.

H. ABRAHAM. — Sur la compensation des forces directrices et la sensibilité du galvanomètre à cadre mobile. — T. CXXII, p. 882.

La sensibilité des galvanomètres à cadre mobile est limitée par le couple directeur dû à la torsion du fil de suspension ; on ne peut diminuer indéfiniment l'épaisseur de ce fil. M. Abraham compense de la façon suivante le couple directeur : on porte le centre de gravité du cadre un peu en avant du fil de torsion, par construction ou au moyen d'une surcharge, et on penche ensuite le galvanomètre en arrière en réglant son inclinaison au moyen de vis calantes. L'oscillation se ralentit beaucoup, par exemple jusqu'à devenir dix fois plus lente. La sensibilité du galvanomètre se trouve ainsi centuplée et atteint celle que peut donner un galvanomètre Thomson de même résistance.

G. GAIFFE et E. MEYLAN. — Appareils de mesure pour les courants de haute fréquence. — T. CXXII, p. 990.

Les auteurs ont construit des appareils permettant la mesure de l'intensité de ces courants : pour les faibles courants, on utilise l'allongement dû à l'échauffement d'un fil parcouru par le courant, comme l'avait fait M. d'Arsonval ; pour les courants intenses, on emploie un appareil basé sur la répulsion qui se produit entre une bobine fixe parcourue par le courant et un anneau d'aluminium intérieur à la bobine, parcouru par les courants induits sous l'action du courant primaire.

D. TOMMASI. — Sur un nouvel électrolyseur. — T. CXXII, p. 1122.

L'auteur a construit un électrolyseur dans lequel la cathode est un disque tournant disposé entre deux anodes ; une partie du disque émerge du liquide et passe entre deux frotteurs qui enlèvent le dépôt métallique à mesure qu'il se produit. Ainsi, d'une part, le métal déposé est soustrait à l'action du bain, et, d'autre part, on peut diminuer la résistance du bain en rapprochant les anodes de la cathode sans qu'il y ait à craindre la formation de courts circuits par suite du dépôt de métal.

G. MOREAU. — De la torsion magnétique des fils de fer doux. — T. CXXII, p. 1192.

Un fil de fer de $1^m,30$ de longueur est tendu par un poids suivant l'axe d'une bobine de 30 centimètres ; la bobine étant au centre du fil, les torsions magnétiques en deux points symétriques sont égales et de signes contraires ; elles sont nulles si le fil est sans torsion initiale, proportionnelles à cette torsion initiale si elle ne dépasse pas 360°, et tendent ensuite vers une limite ; la torsion magnétique est indépendante du diamètre pour des fils assez fins ; elle croît proportionnellement au carré du champ quand celui-ci est assez faible, et tend vers une limite quand le champ augmente ; de part et d'autre de la bobine, la torsion est nulle à l'extrémité du fil, augmente quand on se rapproche de la bobine, passe par un maximum non loin des bords de celle-ci et devient nulle dans la région où le champ est uniforme.

NILS STRINDBERG. — Sur la résonance multiple des ondulations électriques, t. CXXII, p. 1.403.

Lorsqu'on étudie, au moyen d'un résonateur, les ondes produites par un excitateur, on peut prévoir trois cas, en adoptant les idées de M. Poincaré : 1° Si l'amortissement de l'excitateur est très grand par rapport à celui du résonateur, le phénomène observé dépend seulement de la période du résonateur ; 2° Dans le cas opposé, le phénomène dépendra seulement de la période de l'excitateur. 3° Enfin il sera complexe si les amortissements sont voisins.

M. Strinberg a vérifié expérimentalement ces conclusions dans les trois cas, d'abord par l'observation des étincelles secondaires, puis en utilisant l'échauffement produit par les courants secondaires : deux fils fins se détendent sous l'influence de cet échauffement et mettent en mouvement une petite aiguille qu'on observe avec un microscope.

TH. MOUREAUX. — Anomalie magnétique observée en Russie, t. CXXII, p. 1.478

M. Moureaux a découvert en Russie l'anomalie la plus notable que l'on connaisse actuellement. Dans l'étendue d'un kilomètre carré, les valeurs extrêmes observées sont :

Déclinaison	+ 58°	et	— 43°
Inclinaison	79°	et	48°
Composante horizontale	0,166	et	0,589.

Cette dernière valeur de la composante horizontale se trouve ainsi supérieure au maximum de la région équatoriale du globe, qui n'atteint pas 0,4.

P. JANET. — Sur une méthode de mesure de la température des lampes à incandescence, t. CXXIII, p. 690.

La méthode consiste à déterminer la quantité de chaleur perdue par rayonnement depuis la température du filament jusqu'à la température ordinaire ; on en déduit, au moyen des résultats obtenus par M. Violle dans l'étude de la chaleur spécifique du carbone, la température à laquelle le filament était porté.

1° On applique aux bornes de la lampe une différence de potentiel variable E, et on construit une courbe dont l'une des coordonnées est la résistance R et l'autre la quantité E^2, c'est-à-dire la puissance dépensée par le courant, égale à celle perdue par le rayonnement;

2° La lampe étant incandescente, on interrompt le courant et on construit la courbe (temps, résistance);

3° Ces deux courbes permettent d'en construire une troisième (temps, puissance rayonnée), dont l'intégration donnera la quantité cherchée.

La généralisation de la méthode montre la relation qui existe entre la variation de la résistance d'un corps avec la température et celle de la chaleur spécifique : la méthode permet d'étudier l'un des phénomènes quand on connait la loi de l'autre.

Ch. Maurain.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XLIII; mai 1897.

WADSWORTH. — Pouvoir séparateur. — Voir ci-dessus, p. 409.

LORD RAYLEIGH. — On the measurement of alternate currents by means of an obliquely situated galvanometer needle, with a method of determining the angle of lag (Sur la mesure de courants alternatifs au moyen d'un galvanomètre à aiguille oblique ; méthode pour mesurer l'angle de déviation). — P. 343.

On peut, au moyen d'un galvanomètre, mesurer l'intensité de courants alternatifs en remplaçant l'aiguille d'acier aimantée par une aiguille de fer doux : le sens de l'aimantation de celle-ci varie lorsque le sens du courant, et, par suite, celui du champ, varie lui-même, de sorte que le couple agit toujours dans la même direction. Bellati a indiqué il y a quelques années cette disposition, qui fut utilisée notamment par Giltay [1].

Lord Rayleigh applique le même principe de la façon suivante : l'aiguille de fer doux est suspendue entre deux cadres circulaires, son centre étant sur l'axe commun des cadres, et sa direction faisant un angle de 45° avec cet axe. Soient A $\cos nt$ et B $\cos (nt - \epsilon)$ les courants qui circulent dans chacun des cadres ; si on les fait agir séparément,

---

[1] *Journ. de Phys.*, 2e série, t. III, p. 220 ; 1884.

puis ensemble, sur l'aiguille, on obtiendra des couples proportionnels à A^2, B^2 et $A^2 + B^2 + 2AB \cos \varepsilon$; on pourra ainsi mesurer les intensités des deux courants et leur différence de phase. En particulier, l'un des cadres peut être parcouru par le courant principal, et l'autre par une dérivation prise entre deux points du circuit principal; la différence de phase des deux courants, si la self-induction de la dérivation est rendue négligeable, est la même qui existe dans le circuit principal entre la différence de potentiel et le courant : on pourra ainsi connaître cette différence de phase et, par suite, la puissance absorbée, égale au produit de la différence de potentiel du courant et du cosinus de leur différence de phase.

Ch. Maurain.

JOHN TROWBRIDGE et T.-W. RICHARDS — The temperature and ohmic resistance of gases during the oscillatory electric discharge (Température et résistance électrique des gaz durant la décharge électrique oscillatoire). — P. 349-368.

MM. Trowbridge et Richards ont étudié la résistance opposée par des tubes de Plücker au passage de courants continus et de décharges oscillatoires. Les tubes étaient formés de deux réservoirs cylindriques reliés par un tube capillaire de $1^{mm},3$ de diamètre et de 7 centimètres de long.

Les expériences relatives aux courants continus ont été faites avec l'électromètre Thomson, en employant des courants de l'ordre du milliampère. Les différences de potentiel trouvées entre les deux électrodes correspondaient à une résistance de quelque cent mille ohms. Ces expériences ont montré, comme celles de Hittorff, l'existence d'un minimum de résistance correspondant à une pression déterminée.

Pour les décharges oscillatoires, on plaçait à la suite du tube deux pointes de cadmium distantes de 1^{mm}, 3, et on photographiait l'étincelle au miroir tournant (méthode de Feddersen). Le condensateur était formé d'une batterie de jarres ayant chacune une capacité de 6.000 unités électrostatiques, chargées par des accumulateurs au nombre de 5.000 à 10.000, et sur le circuit des accumulateurs se trouvait une résistance d'eau variant de 5 à 50 mégohms.

On a pris une première série de photographies en ne plaçant sur le circuit de décharge que des résistances connues : on a ainsi constaté que le nombre d'oscillations rendues visibles après développement

de la plaque photographique est déterminé par la résistance du circuit, et on a dressé un tableau établissant la correspondance entre la résistance du circuit et le nombre d'oscillations visibles sur la plaque. Puis, on a fait une seconde série de photographies, en intercalant sur le circuit le tube contenant du gaz à différentes pressions. L'inspection des épreuves permettait, au moyen du tableau préalablement obtenu, de connaître la résistance du tube. Les expériences ont porté sur l'hydrogène, l'azote, l'argon.

Voici les résultats obtenus :

1° La résistance opposée par le tube à la décharge oscillatoire n'est que de quelques ohms ;

2° Cette résistance augmente, en général, quand la quantité d'électricité diminue ;

3° Jusqu'à une faible pression, la résistance diminue avec la pression du gaz. Si la pression devient très faible, elle augmente de nouveau après avoir passé par un minimum ;

4° La forme du tube a une grande influence ;

5° Pour la décharge oscillatoire les électrodes ont beaucoup moins d'influence que pour la décharge continue.

Le courant continu échauffe surtout l'électrode négative ; la décharge oscillante n'échauffe pas sensiblement les électrodes, mais la production de chaleur a lieu surtout dans le tube capillaire. On peut mettre cela en évidence en faisant passer sous ces deux formes la même quantité d'électricité, mais il faut remarquer que l'intensité des courants qui traversent le tube est extraordinairement différente dans les deux cas (1 milliampère et 100 ampères).

La deuxième résultat énoncé par MM. Trowbridge et Richards peut être considéré comme analogue à la conclusion formulée par Jaumann : la résistance diminue quand le courant augmente. On tient là les deux extrémités de la courbe qui représenterait la résistance en fonction de l'intensité du courant (d'une part des milliampères et des mégohms, de l'autre des centaines d'ampères et des ohms). Ceci correspond aux deux spectres des gaz. La portion intermédiaire de la courbe serait très difficile à étudier, parce que nos tubes ne résisteraient pas à un dégagement de chaleur continu si grand, et parce que, pour les décharges instantanées, nous ne pouvons mesurer la résistance dès qu'elle dépasse la petite valeur nécessaire à l'amortissement des oscillations.

M. Dufour.

Th.-W. RICHARDS et J. TROWBRIDGE. — The effect of great current-strength on the conductivity of Electrolytes (Effet d'une grande intensité de courant sur la conductibilité des électrolytes). — P. 376-378.

La méthode d'amortissement des oscillations, décrite dans la note relative aux gaz, peut s'appliquer aux électrolytes quand leur résistance ne dépasse pas 20 ohms. On emploie des plaques de cuivre de 16 centimètres carrés distantes de 3 centimètres, plongées dans une solution de sulfate de cuivre. Les résultats s'accordent avec ceux que fournit la méthode de Kohlrausch. Il n'est pas nécessaire que la surface des électrodes soit très propre, et la polarisation ne semble pas intervenir, car on peut, sans modifier le résultat, remplacer les plaques de cuivre par des plaques de platine.

Les courants instantanés très intenses qui altèrent dans de si grandes proportions la résistance des gaz n'ont pas d'influence sensible sur celle des solutions : cela tient vraisemblablement à la grande masse et à la grande chaleur spécifique du milieu qui s'échauffe (l'élévation de température n'était que de 1° en trois minutes).

La méthode peut donc servir à mesurer des résistances, dans le cas où celle de Kohlrausch sera difficilement applicable, à cause des impuretés ou des phénomènes de polarisation.

M. Dufour.

JOHN TROWBRIDGE. — The electrical conductivity of the Æther (Conductibilité électrique de l'éther). — P. 378-383.

On applique la méthode d'amortissement. On photographie une étincelle jaillissant entre des pointes de cadmium. Il y a sur le circuit un second intervalle explosif : l'étincelle y jaillit entre des pointes ou des sphères de platine, de fer, d'aluminium, de laiton, de cadmium ou de zinc placées dans l'air ou dans l'hydrogène, ou dans des gaz à divers degrés de raréfaction.

Pour de fortes décharges, les résistances mesurées dans ces conditions diverses ne présentaient pas de différences appréciables. La résistance de l'étincelle, qui se trouverait dans le cas d'une étincelle jaillissant dans le vide, représente la résistance de l'éther ; celle-ci est toujours faible ([1]).

([1]) Sur les conditions pour qu'éclate une étincelle, voir *Journ. de Phys.*, p. 401 et 402 de ce volume.

M. Trowbridge a fait aussi d'autres expériences avec des tubes de Crookes; sa conclusion est que la principale résistance se trouve à la surface des électrodes et, que l'éther lui-même n'a qu'une très faible résistance.

M. DUFOUR.

ROLLO APPLEYARD. — Liquid Coherers and Mobile Conductors (Phénomènes de cohésion électrique dans des liquides diélectriques contenant en suspension des conducteurs mobiles). — P. 374-376.

M. Rollo Appleyard fait passer une décharge dans des tubes de verre contenant de fines gouttelettes de mercure ou d'eau dans de l'huile de paraffine, et constate que, sous l'influence de la décharge, les particules conductrices tendent à se réunir en globules plus gros. L'auteur met en lumière le mécanisme de ce phénomène au moyen de l'expérience suivante:

Il place deux gouttes de mercure dans les coins opposés d'une cuvette photographique contenant de l'huile de paraffine et de l'eau. Il y fait plonger des fils conducteurs reliés à une batterie par une clef d'inversion. Au moment où on agit sur la clef, on voit chaque goutte de mercure se déformer en envoyant vers l'autre goutte un petit prolongement, et ceci est surtout manifeste pour le pôle négatif. Ce dispositif pourrait jouer le rôle d'un récepteur télégraphique.

M. DUFOUR.

W.-B. MORTON. — On the effect of Capacity on stationary electrical waves (Sur l'effet de la capacité sur les ondes électriques stationnaires). — P. 483-391).

A l'extrémité de deux fils où se propagent des ondes électriques, l'auteur place les deux plaques d'un condensateur de capacité S_2; entre deux nœuds A et B, il place un autre condensateur S_1. Il retrouve la formule de Cohn et Herwagen:

$$\cot \frac{2\pi c}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{S_2}{S},$$

où c désigne la distance de S_2 au nœud le plus voisin B, et S la capacité du fil par unité de longueur.

M. Morton obtient de même:

$$\cot \frac{2\pi a}{\lambda} + \cot \frac{2\pi b}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{S_1}{S},$$

formule où a et b désignent les distances du condensateur S, à A et B, et qui, d'ailleurs, représente assez exactement les résultats de ses expériences. M. DUFOUR.

E.-C. PICKERING. — The Spectrum of ζ Puppis (Le spectre de l'étoile ζ de la Poupe. — *The astroph. Journ.*, t. V, p. 93, 1897.

H. KAYSER. — On the spectrum of ζ Puppis. — *Ibid*, p. 96, 1897.

De nouvelles lignes découvertes dans le spectre de l'étoile ζ de la Poupe sont rapportées, par les deux auteurs, à l'hydrogène. Elles forment, en effet, une série parallèle à la série connue des lignes de l'hydrogène (telles qu'on les obtient dans un tube de Geissler), et dont les longueurs d'onde sont représentées par la formule de Balmer modifiée :

$$\lambda = 3646,1 \frac{n^2}{n^2 - 16},$$

n étant un nombre pair. Les nouvelles lignes rentrent dans la même formule en donnant à n des valeurs impaires.

Il y a lieu de remarquer que, d'après MM. Kayser et Runge, on trouve deux séries parallèles de lignes dans les spectres de tous les éléments : l'hydrogène seul faisait exception jusqu'ici. L'ensemble des anciennes et des nouvelles lignes rapprocherait le spectre de l'hydrogène de celui du lithium. E. BOUTY.

J.-S. AMES et W.-J. HUMPHREYS. — On the spectra of heavy and light helium (Sur les spectres de l'hélium lourd et de l'hélium léger). — *The astroph. Journ.*, t. V, p. 97, 1897.

Les auteurs n'ont pu constater, ni sur les spectres photographiques, ni sur les spectres visibles, aucune différence appréciable en faisant usage de tubes contenant diverses *variétés* d'hélium. E. BOUTY.

J.-J. BALMER. — A new formula for the wave-lengths of spectral lines (Nouvelle formule pour les longueurs d'onde des raies spectrales). — *The Astroph. Journ.* t. V, p. 199 ; 1897.

La formule

$$\lambda_n = a \frac{(n+c)^2}{(n+c)^2 - b}, \qquad \text{ou} \qquad \frac{1}{\lambda_n} = A - \frac{B}{(n+c)^2},$$

s'applique avec une grande approximation aux six séries de lignes

de l'hélium ; elle devient identique à la formule de M. Balmer, relative à l'hydrogène, à la condition de faire $c = o$, $b = 4$.

E. Bouty.

W. HUGGINS. — On an automatic arrangement for giving breadth to stellar spectra on a photographic plate (Arrangement automatique pour donner une largeur aux spectres stellaires sur une plaque photographique). — *The Astroph. Journal*, t. V, p. 8 ; 1897.

Pour se dispenser de l'emploi d'une lentille cylindrique, l'auteur a recours à une disposition mécanique qui fait osciller lentement l'image de l'étoile dans une direction parallèle à la fente.

E. Bouty.

F. MASTRICCHI. — Sulla durata delle scariche elettriche rallentate nel campo magnetico (Sur la durée des décharges électriques ralenties dans un champ magnétique). — *Rendiconti della R. Accad. dei Lincei*, t. V, 6 septembre 1896.

Le circuit de décharge d'un condensateur comprend un excitateur où jaillit l'étincelle principale, une très grande résistance, un cylindre tournant et un diapason muni d'une pointe frottant légèrement sur le cylindre.

La durée de la décharge est mesurée par la trace laissée par une petite étincelle jaillissant entre la pointe du diapason et le cylindre à chaque étincelle principale ; on fait éclater l'étincelle principale dans le champ terrestre et dans un champ magnétique puissant.

La durée de la décharge diminue quand le champ magnétique croît.

Le potentiel explosif de l'excitateur n'est pas modifié par le champ magnétique.

R. Swyngedauw.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de chimie et de physique

6e Série, t. XI ; juillet 1897.

Villard. — *Sur les hydrates de gaz*, p. 289.

LES POTENTIELS EXPLOSIFS STATIQUE ET DYNAMIQUE (Suite) [1] ;

Par M. R. SWYNGEDAUW.

CHAPITRE III

CONDITIONS D'ÉGALITÉ DES POTENTIELS EXPLOSIFS STATIQUE ET DYNAMIQUE

Application de la méthode des deux excitateurs dérivés. — Il nous reste à justifier l'égalité des potentiels explosifs statique et dynamique d'un excitateur à surfaces polaires polies et placées à l'abri des radiations ultra-violettes.

La vérification directe de cette égalité étant impossible, nous nous bornerons à en donner des preuves indirectes.

1. — Si le potentiel explosif dynamique V' d'un excitateur était égal au potentiel explosif statique V, multiplié par un certain rapport *k*, différent de l'unité, ce rapport *k* varierait probablement d'un excitateur à l'autre ou d'un potentiel dynamique à un autre.

Or, j'ai fait un grand nombre d'expériences de comparaison à l'aide de la méthode des deux excitateurs dérivés, en employant deux excitateurs de forme et de courbure très différentes et en prenant d'ailleurs les précautions minutieuses indiquées précédemment.

J'ai pris pour excitateur E des excitateurs à boules en laiton, de 1 centimètre, $1^{m},67$, 2 centimètres de diamètre ; pour excitateur N des sphères en laiton, de 5, 3 et 1 millimètre de diamètre, des boucles de fil de laiton, de 1 à 2 millimètres de diamètre, courbées en cercle de 1 centimètre de diamètre, enfin, des pointes en cuivre de courbure très forte, mais non mesurée.

Les potentiels statiques étant égaux, les potentiels dynamiques sont toujours demeurés égaux, *si les excitateurs chargés statiquement ne donnaient pas d'effluves ou d'aigrettes.*

Les effluves et les aigrettes diminuaient le potentiel explosif statique dans des proportions plus considérables que le potentiel explosif dynamique.

[1] Voir p. 295 de ce volume.

2. — *Application de la méthode de M. Jaumann.* — Le principe des expériences suivantes est dû à M. Jaumann [1]. Soit un condensateur C en équilibre électrostatique. La différence de potentiel entre ses armatures C_1, C_2 est V. Augmentons brusquement la capacité du condensateur C, en joignant ses armatures C_1, C_2 aux armatures γ_1, γ_2 d'un second condensateur γ, primitivement à l'état neutre. Au bout d'un temps excessivement court, un nouvel état d'équilibre s'établit : la différence de potentiel entre les armatures C_1 C_2 et γ_1 γ_2, devient V_1.

Si C et γ désignent les capacités des condensateurs C et γ, on a :

$$CV = (C + \gamma) V_1.$$

La différence de potentiel entre les armatures de C baisse de :

$$\Delta V = V - V_1 = \frac{\gamma}{C + \gamma} V.$$

Entre les deux états d'équilibre, le condensateur C se décharge partiellement dans le condensateur γ, et, suivant la nature et la forme des circuits qui relient les armatures respectives des condensateurs, la décharge peut être continue ou oscillatoire.

Si les pôles d'un excitateur I communiquent respectivement avec les armatures C_1, C_2 de C par des fils métalliques très courts pendant la décharge, la différence de potentiel entre les pôles de I sera, à chaque instant, la même qu'entre les deux armatures. Lorsque la décharge partielle est sensiblement continue, ce qui a lieu dans nos expériences, le potentiel dynamique entre les pôles de I sera toujours compris entre V et V_1.

Cela posé, supposons toujours le condensateur C chargé au potentiel statique V et déchargeons-le partiellement dans γ. Examinons les deux cas possibles.

1° *L'excitateur I ne se décharge pas.* — C'est que l'un quelconque Φ' des potentiels dynamiques de la décharge reste inférieur au potentiel explosif dynamique V'.

Si le potentiel statique V, auquel on a chargé le condensateur C, ne diffère du potentiel explosif statique V que d'une quantité très petite, on peut dire que l'abaissement est inférieur à $\frac{\gamma}{C + \gamma}$ V ; si

[1] *Sitz. Ber. der Akad. der Wiss. zu Wien, juillet* 1888, p. 765.

$\frac{\gamma}{C+\gamma} = \frac{1}{100}$, cet abaissement sera inférieur à $\frac{1}{100}$ V ; on pourra dire, avec raison :

Le potentiel explosif de l'excitateur I n'est pas diminué d'une façon appréciable par des variations très petites, mais très rapides du potentiel.

2° *L'excitateur I se décharge.* — L'étincelle éclate nécessairement à un potentiel inférieur au potentiel statique V. Désignons par Φ le potentiel statique le plus petit auquel on puisse charger C pour que l'excitateur I se décharge. Si V est le potentiel explosif statique, nous appellerons la différence V — Φ *l'abaissement apparent du potentiel* dans la décharge considérée. *L'abaissement réel* du potentiel produit par la décharge sera supérieur à l'abaissement apparent, car le potentiel dynamique Φ' auquel éclate l'étincelle est inférieur à Φ.

Réalisation expérimentale. — Les expériences dont nous venons d'exposer le principe sont réalisées de la façon suivante :

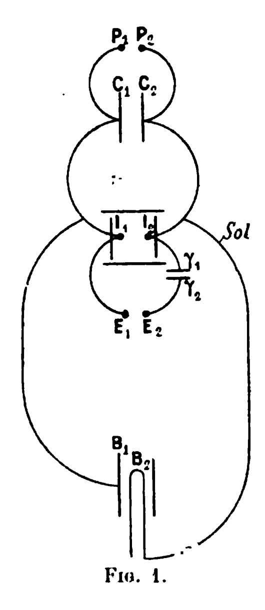


Fig. 1.

Soient C_1, C_2 (*fig.* 1) les armatures du condensateur principal C : γ_1 γ_2 les armatures du condensateur secondaire γ ; I_1, I_2 les pôles de l'excitateur principal ; E_1, E_2 les pôles d'un excitateur secondaire E;

P_1, P_2 les pôles de la machine électro-statique de Holtz; B_1, B_2 les cylindres extérieur et intérieur de l'électromètre cylindrique de MM. Bichat et Blondlot, qui est extrêmement commode dans ces expériences. On fait communiquer métalliquement: 1° P_1, C_1, I_1, E_1, B_1; 2° E_2, γ_2. On réunit entre eux et au sol P_2, C_2, I_2, γ_1, B_2. On place des écrans autour de I_1, I_2 pour préserver cet excitateur de l'action de toute lumière ultra-violette provenant de l'étincelle de E_1 E_2, des effluves et des aigrettes qui peuvent s'échapper des fils, des supports isolants du cylindre B_2 de l'électromètre, des armatures des condensateurs C et γ pendant la charge de C et la décharge partielle de C dans γ et des conducteurs de la machine de Holtz, etc...

Les expériences sont conduites de la façon suivante :

On tourne la machine de Holtz de façon à charger le condensateur C aussi lentement que possible et, en même temps, on suit, dans la lunette, l'indication de l'électromètre ; on note la division de l'échelle qui passe au réticule au moment où l'étincelle éclate en I, ce qui donne le potentiel explosif statique de l'excitateur principal. On recommence la charge avec la même lenteur et, lorsque le potentiel de I est très peu inférieur au potentiel explosif précédemment déterminé, on fait éclater une étincelle en E : le potentiel de I diminue brusquemment et γ se charge aux dépens de C ; pour cela, un aide fait basculer le levier qui porte la boule E_1, amène E_1 en contact avec E_2 et l'éloigne aussitôt; il note la division de l'échelle observée au réticule de la lunette par l'expérimentateur au moment où l'étincelle éclate en E et décharge le condensateur γ. Par suite de l'étincelle en E, le potentiel de I a diminué plus ou moins ; on recommence la charge dans les mêmes conditions, et l'on fait éclater l'étincelle en E pour un potentiel un peu plus élevé, et ainsi de suite.

Si la variation rapide de potentiel produite par la décharge partielle de C dans γ diminue le potentiel explosif d'une quantité appréciable, on pourra toujours charger statiquement l'excitateur I à un potentiel voisin du potentiel explosif statique, pour que l'étincelle secondaire en E provoque en même temps la décharge de l'excitateur principal I.

On pourra mesurer l'abaissement apparent produit par la décharge partielle, en cherchant le potentiel le moins élevé auquel on peut charger l'excitateur I pour qu'une étincelle secondaire en E provoque une étincelle principale simultanée en I.

L'expérience conduit nettement à la conclusion suivante :

Le potentiel explosif d'un excitateur I, placé soigneusement à l'abri des radiations ultra-violettes (de la lampe à arc, des effluves et aigrettes qui peuvent s'échapper des conducteurs voisins, de l'étincelle secondaire), n'est pas diminué d'une façon appréciable par des variations très rapides du potentiel (1).

Dans un mémoire antérieur à celui-ci (2), M. Jaumann avait trouvé qu'en provoquant des variations rapides du potentiel on diminue le potentiel explosif. Les expériences dont il tirait cette conclusion se divisent en deux groupes. Dans les unes, il transforme une décharge par effluve en une décharge par étincelle ou par aigrette. Le type de ces expériences est représenté par la *fig.* 1, dont on supprimerait l'électromètre et dans laquelle on remplacerait l'excitateur à boules I par un excitateur formé par un fil tendu parallèlement à une plaque en communication avec le sol; une effluve brillante s'échappe du fil, la machine électrostatique maintient le potentiel constant; l'effluve se convertit en une étincelle quand on fait éclater l'étincelle en E. Dans les expériences du deuxième genre, les précautions contre la lumière ultra-violette ne sont pas prises; l'interprétation que M. Jaumann en donne est basée sur une hypothèse inexacte. Nous avons donné ailleurs (3), très en détail, leur véritable interprétation.

Conclusion générale. — Les expériences faites avec le dispositif de M. Jaumann nous ont montré que: *Pour un excitateur dont les pôles sont polis et placés à l'abri de toute lumière ultra-violette, le potentiel explosif dynamique n'est pas inférieur au potentiel explosif statique d'une quantité appréciable.*

Mais, si le potentiel explosif dynamique n'est pas inférieur d'une quantité appréciable au potentiel explosif statique, rien ne prouve qu'il ne lui soit point supérieur. Aucune des expériences rapportées ci-dessus ne démontre, d'une manière absolue, l'égalité des deux potentiels explosifs. Nous essaierons de la justifier par plusieurs raisons.

En pratique, on se sert surtout de la méthode des étincelles pour mesurer le potentiel maximum auquel une décharge peut amener les pôles d'un excitateur; nous nous attacherons surtout à la démonstration de cette égalité dans ce dernier cas.

---

(1) *Eclairage électrique*, 27 mars 1897.
(2) Voy. Thèse ou *Arch. des Sc. ph. et nat.*, 15 mai 1897.
(3) Consulter le travail complet pour les perturbations qui peuvent se présenter.

1° L'expérience montre que le potentiel explosif statique V_d qui correspond à la distance critique *d* d'un excitateur dérivé non éclairé dans nos expériences est environ les $\frac{8}{9}$ du potentiel explosif statique de l'excitateur principal V_1.

Si le potentiel explosif dynamique pour la distance critique V_d est supérieur au potentiel explosif statique V_d, il est, d'autre part, inférieur ou égal au *potentiel maximum* de la décharge, lequel est toujours inférieur au potentiel explosif de l'excitateur principal V_1 (1); donc :

Le potentiel explosif dynamique, pour la distance critique, surpasse le potentiel explosif statique d'une quantité inférieure à $\frac{1}{9}$ de l'un d'eux.

Les considérations suivantes conduisent à admettre que le potentiel explosif de l'étincelle critique *est égal au potentiel maximum* et au potentiel explosif statique.

2° En effet, au voisinage du potentiel maximum d'une décharge, la vitesse de variation du potentiel tend vers zéro ; la charge dynamique tend vers la charge statique.

Cette proposition est appuyée par l'expérience.

On a vu, en effet (chap. II, p. 306), que, lorsque l'étincelle éclate à l'excitateur dérivé éclairé, pour le potentiel correspondant à la distance critique de l'excitateur non éclairé, cette distance s'allonge comme une distance explosive statique.

Donc, à la distance critique d'un excitateur non éclairé, le *potentiel dynamique se comporte comme un potentiel statique vis-à-vis de la lumière ultra-violette.*

3° Nous avons vu qu'un changement de forme des pôles et, par suite, de distribution de l'électricité, influe de la même façon sur les potentiels explosifs statique et dynamique. Ceci nous amène à penser que la distribution de l'électricité est une distribution d'équilibre, dans nos expériences.

4° On est donc conduit à poser en principe que les potentiels explosifs dynamiques diffèrent des potentiels explosifs statiques, non par suite d'un changement de distribution, mais par suite d'une différence dans la vitesse de charge ou, plus exactement, dans la vitesse de variation $\frac{\partial V}{\partial t}$, du potentiel de l'excitateur.

---

(1) *Sitz. Ber der. Akad. zu Wien*, juillet 1888, p. 765.

Dire que le *potentiel explosif dynamique est supérieur au potentiel explosif statique* revient, dès lors, à énoncer la proposition suivante :

Quand un excitateur se décharge au potentiel V *lorsque* $\frac{\partial V}{\partial t} = 0$, *il ne se décharge pas si* $\frac{\partial V}{\partial t} \gtrless 0$.

Je dis que, dans ces conditions, la méthode des étincelles est encore légitime. Soient D et D′ les distances explosives statique et dynamique d'un potentiel égal au potentiel maximum V_m d'une décharge, d et d' les distances statique et dynamique d'un potentiel $v < V_m$.

La proposition précédente donne :

$$\text{(1)} \qquad D = D' \qquad d' < d.$$

La proposition générale des potentiels explosifs statiques donne :

$$d < D$$

par suite,

$$\text{(2)} \qquad d' < D'.$$

Il n'existe pas de potentiel $v < V_m$ dont la distance explosive dynamique d' soit égale ou supérieure à la distance explosive D′ du potentiel maximum ; *donc* D′ *est la distance critique de la décharge.*

Donc, à la distance critique, l'étincelle éclate pour le potentiel maximum et, d'après (1) *le potentiel maximum est égal au potentiel explosif statique correspondant*, ce qui démontre la proposition.

Pour les potentiels dynamiques inférieurs au potentiel maximum d'une décharge, on ne peut invoquer en faveur de leur égalité avec les potentiels explosifs statique que la troisième raison et remarquer que la loi générale de variation des potentiels explosifs statiques avec la distance explosive leur est applicable : les plus grands potentiels correspondent aux plus grandes distances explosives.

En résumé, la fréquence des étincelles, l'état de poli des pôles, la lumière ultra-violette, les rayons X exercent une action différente sur les potentiels explosifs statique et dynamique, ce qui justifie la distinction que nous avons faite entre ces deux potentiels.

Dans le procédé habituellement suivi pour déterminer une distance critique, le potentiel explosif dynamique est, en général, différent du potentiel explosif statique. Suivant les hasards de l'expérience,

il lui est égal, inférieur ou supérieur et la différence peut atteindre une fraction notable du potentiel explosif. En opérant avec les précautions indiquées, la distance critique se détermine avec précision, la décharge par étincelle apparaît plus régulière qu'on n'aurait pu le supposer; l'hypothèse de l'égalité des potentiels explosifs statique et dynamique, que suppose la méthode des étincelles, est justifiée par l'expérience.

SUR LA RÉSONANCE MULTIPLE;

Par M. L. DÉCOMBE.

MM. Sarasin et de la Rive ont, les premiers, mis en lumière le fait (1) qu'un excitateur électrique donné peut actionner un résonateur de dimensions quelconques et que, si l'on produit un système de nœuds et de ventres électriques, la longueur d'onde observée dépend toujours et seulement du résonateur employé.

Ce fait a reçu deux explications :

Dans la première, due à MM. Sarasin et de la Rive, l'excitateur serait le siège d'une infinité de vibrations différentes formant une sorte de spectre continu dans lequel le résonateur choisirait la sienne propre.

Dans la deuxième, proposée à peu près simultanément par MM. Poincaré (2) et Bjerknes (3), on suppose que l'excitateur et le résonateur ont chacun une vibration propre, de période et de décrément bien déterminés ne dépendant que des dimensions et de la forme de ces appareils.

Soient T et δ ces deux quantités pour l'excitateur, T' et δ' leurs valeurs pour le résonateur.

Nous poserons :

$$a = \frac{2\pi}{T}, \quad \alpha = \frac{\delta}{T}, \quad b = \frac{2\pi}{T'}, \quad \beta = \frac{\delta'}{T'}.$$

Soit, en outre, φ la différence de potentiel aux pôles du résonateur.

Si l'on suppose, pour un instant, que le résonateur vibre de sa

(1) SARASIN et DE LA RIVE, *Arch. des Sciences phys. et nat.*, t. XXIII, p. 113.
(2) POINCARÉ, *Electricité et Optique*. G. Carré, édit., 1891.
(3) BJERKNES *Wied. Ann.*, t. XLIV, p. 75.

vibration propre, la cause excitatrice ayant disparu très rapidement, la quantité φ satisfera à la relation différentielle du mouvement périodique amorti :

$$(1) \qquad \frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2\beta \frac{d\varphi}{dt} + (b^2 + \beta^2)\varphi = 0,$$

mais si la force excitatrice, qui est elle-même une fonction périodique amortie de la forme $Ke^{-\alpha t} \cos at$, ne disparaît pas dans un temps très court par rapport à la durée d'une vibration du résonateur, celle-ci est altérée et la relation (1) doit s'écrire :

$$(2) \qquad \frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2\beta \frac{d\varphi}{dt} + (b^2 + \beta^2)\varphi = Ke^{-\alpha t} \operatorname{Cos} at.$$

L'intégrale générale de cette équation est de la forme :

$$(3) \qquad \varphi = Ae^{-\alpha t} \cos(at + a') + Be^{-\beta t} \operatorname{Cos}(bt + b').$$

Le résonateur est donc le siège d'un mouvement qui peut être considéré comme la superposition de deux vibrations.

Si le décrément δ de l'excitateur est considérable par rapport à celui du résonateur, ce qui est le cas habituel ([1]), la première vibration s'éteint rapidement et le phénomène est régi par la seconde : *Le résonateur vibre avec sa période propre*, et la longueur d'onde observée est variable avec le résonateur employé.

Si, au contraire, c'est le décrément δ du résonateur qui est considérable par rapport à celui de l'excitateur, au bout d'un temps très petit, la première vibration subsiste seule : *Le résonateur vibre avec la période de l'excitateur*, par conséquent la longueur d'onde doit être, dans ce cas, indépendante du résonateur.

C'est cette conclusion que je me suis proposé de vérifier expérimentalement.

Deux choses sont à réaliser : l'augmentation du décrément du résonateur et la diminution de celui de l'excitateur.

On peut augmenter le premier en donnant pour self-induction, au résonateur, un fil de grande résistance. Le décrément logarithmique est, en effet,

$$\pi R \sqrt{\frac{C}{L}}$$

d'après la théorie de Thomson.

([1]) BJERKNES, *Loc. cit.*, p. 88.

Le décrément de l'excitateur est généralement considérable par suite de la présence de l'étincelle explosive qui constitue la partie la plus forte de la résistance ; j'ai employé un dispositif dans lequel cette étincelle est supprimée : l'excitateur étant d'ailleurs constitué par une tige de laiton du diamètre de 7 millimètres, la résistance était faible, et par suite le décrément.

Description des appareils. — Un premier oscillateur O_1 (*fig.* 1) est directement actionné par la bobine d'induction B ; l'étincelle éclate en E, dans de l'huile de vaseline. Un deuxième oscillateur O_2, en tout semblable au premier, sauf qu'il ne présente pas de solution de continuité analogue à E, est mis en vibration par l'induction électrostatique que le premier exerce sur lui. Cette induction s'exerce par l'intermédiaire des petites plaques métalliques C_1 et C_1' jouant le rôle de capacités et séparées des plaques semblables C_2 et C_2' par un diélectrique mince (une lame de verre).

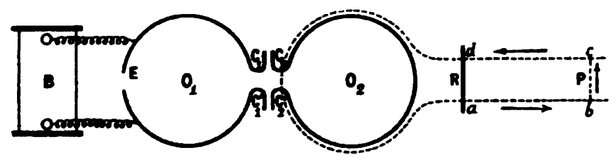


Fig. 1.

La période d'un excitateur étant indépendante de la résistance de cet appareil, ainsi qu'il résulte de la formule de Thomson $T = 2\pi\sqrt{LC}$ et que l'a d'ailleurs montré Feddersen [1], les deux oscillateurs précédents émettent des vibrations de même période, condition nécessaire pour que les oscillations de O_2 ne soient pas troublées par celles de O_1.

L'oscillateur O_2 agit sur un fil métallique très voisin dont il est seulement séparé par l'épaisseur d'un tube de caoutchouc qui l'enveloppe ; il y induit des oscillations de même période que les siennes et qui se propagent ensuite dans les fils parallèles *ff* (Ces fils se prolongent sur une longueur d'environ 15 mètres).

Le résonateur R, pour lequel j'ai employé le dispositif utilisé par M. Nils Strindberg [2], est placé perpendiculairement à la direction

[1] Feddersen, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. LXIX, p. 178 ; 1863.

[2] Nils Strindberg, *Arch. de Genève*, 3e série, t. XXXI, p. 129 ; 1894, voir p. 557 de ce volume.

des fils parallèles. Il est muni d'un micromètre qui fonctionne par le moyen d'une vis différentielle dont les pas sont respectivment $1^{mm},25$ et 1 millimètre; comme la tête de vis porte 180 divisions égales, chaque division correspond à $\frac{1}{720}$ de millimètre.

Au lieu de déplacer le résonateur le long des fils, on le laisse au repos et l'on fait mouvoir un pont mobile P placé sur ceux-ci; on détermine la distance explosive au micromètre pour une série de positions équidistantes du pont, et l'on construit une courbe dont les abscisses sont proportionnelles aux chemins *abcd* parcourus le long des fils et les ordonnées aux distances explosives correspondantes.

La distance de deux maxima consécutifs, mesurée à l'échelle de la courbe, donne alors la longueur d'onde cherchée.

Les expériences ont été faites avec des résonateurs de même capacité, mais de self-inductions différentes. Celles-ci étaient formées par un fil de fer du diamètre de $\frac{1}{10}$ de millimètre disposé en rectangle. Voici les dimensions de ce rectangle pour chacun des quatre résonateurs employés :

Résonateur.	Dimensions.		
I	60^{cm}	sur	46^{cm}
II	50	»	38, 3
III	40	»	30, 7
IV	30	»	23

Fig. 2.

Le dessin (*fig.* 2) ci-dessus reproduit les courbes correspondantes.

On peut se borner à considérer le premier ventre et à multiplier par deux la distance qui le sépare de l'origine pour obtenir la longueur d'onde correspondante λ.

D'un autre côté, en se basant sur la longueur d'onde donnée par le premier résonateur, on peut calculer ce que seraient celles des autres si elles ne dépendaient que de leurs dimensions. Ces longueurs λ' seraient entre elles comme les racines carrées des self-inductions qui sont elles-mêmes sensiblement proportionnelles aux longueurs des rectangles qui les constituent. On peut aussi dresser le tableau suivant :

Résonateur.	λ.	λ'.
I	15,44	15,44
II	15,36	14,09
III	15,16	12,60
IV	14,80	10,91

On voit que λ peut être regardé comme sensiblement constant, c'est-à-dire que, dans les conditions des expériences, la longueur d'onde observée est à peu près indépendante du résonateur. Il reste cependant une légère influence du résonateur qui se traduit par une diminution lente de la longueur d'onde ; s'il était possible de mieux réaliser les conditions d'amortissement que l'on a cherché à remplir, on arriverait, sans doute, à la constance absolue de λ. Tous ces résultats sont entièrement conformes à la théorie émise par MM. Poincaré et Bjerknes [1].

SUR UN PROCÉDÉ D'INTÉGRATION GRAPHIQUE DES ÉQUATIONS DIFFÉRENTIELLES;

par M. Michel PETROVITCH [2].

Concevons un appareil, construit de la manière suivante: Deux cylindres verticaux E et D (*fig.* 1), de même diamètre, tournent, par l'action d'un mécanisme d'horlogerie, avec une vitesse uniforme autour de leurs axes. A l'extrémité *f* d'une tige *ef*, pouvant glisser verticale-

---

[1] La première idée de ce travail remonte au mois d'avril 1894 (voir *Rapport sur l'Ecole pratique des Hautes Études*, 1893-1894). Il n'a pu être exécuté, faute d'espace, que l'année suivante, dans la galerie de 60 mètres du nouveau laboratoire des Recherches physiques à la Sorbonne.

[2] Extrait des *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 17 mai 1897.

ment, est fixé un corps solide prismatique M. Supposons que l'on fasse immerger ce corps M plus ou moins profondément dans le mercure, contenu dans un vase B, ayant deux faces parallèles au plan de figure, deux autres faces cylindriques, perpendiculaires à ce plan, et la face inférieure plane et horizontale. Imaginons qu'en même temps le mercure s'écoule à travers un orifice O, pratiqué sur la face inférieure du vase B, dont on peut régler la largeur à volonté.

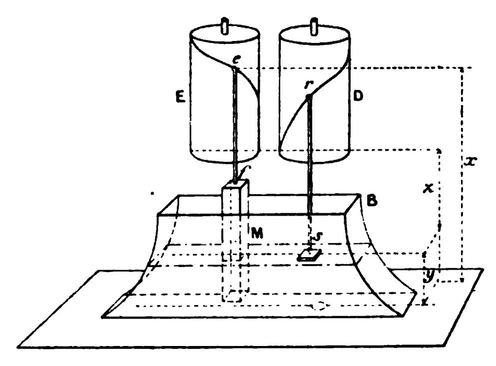


FIG. 1.

Le niveau du mercure montera ou s'abaissera, suivant que le corps M y est immergé plus ou moins profondément. La forme du corps M, celle du vase B et la largeur de l'orifice O une fois fixées, la loi de variation de la hauteur y du niveau (comptée à partir d'un plan horizontal fixe, par exemple à partir de la face inférieure du vase B) avec le temps t dépendra de la façon dont on fait immerger le corps M, c'est-à-dire de la loi de variation de la distance x entre l'extrémité e de la tige ef et la face inférieure du vase B avec le temps.

Or, on peut assujettir x à être une fonction $f(t)$, donnée à l'avance, du temps t, de la manière suivante : Supposons que sur le cylindre E soit enroulé un papier, sur lequel est tracée la courbe $\eta = f(\xi)$, l'abscisse ξ étant comptée le long de la périphérie de la base du cylindre, et l'ordonnée η le long des génératrices, à partir du plan fixe de la base du vase B. En prenant pour l'unité de longueur celle de l'arc, parcouru par un point quelconque du cylindre dans l'unité de temps, on aura

$$\eta = f(t).$$

Assujettissons l'extrémité e de la tige ef à se trouver à chaque

instant sur la courbe $\eta = f(t)$, par exemple en la guidant par la main, à mesure que le cylindre tourne ; on aura alors à chaque instant

$$x = f(t).$$

Désignons par a l'aire de la section horizontale du corps M ; par z la distance entre la base du cylindre E et le plan du niveau du mercure; par $\Phi(y)$ l'aire de la section horizontale du vase B à la hauteur y au-dessus de sa face inférieure. Si, dans l'intervalle de temps dt, on fait immerger le corps M de sorte que x se change en $x - dx$, et y en $y + dy$, la quantité du liquide qui s'est élevée au-dessus du niveau y sera

$$[\Phi(y) - a]\, dy.$$

Cette quantité est égale à la différence de la quantité du liquide déplacé par le corps M, quand celui-ci sera immergé de dz, et celle qui s'est écoulée par l'orifice q pendant le temps dt. On en tire l'équation

$$[\Phi(y) - a]\, dy = a dz - \lambda \sqrt{y} dt,$$

où :

$$\lambda = \mu\Omega \sqrt{2g}$$

(μ étant le coefficient de contraction du mercure, Ω l'aire de l'orifice O, et g la constante de gravitation). Et, comme l'on a à chaque instant

$$z = x - y = f(t) - y,$$

l'équation différentielle du problème sera

$$\text{(1)} \qquad \Phi(y) \frac{dy}{dt} + \lambda \sqrt{y} - af'(t) = 0.$$

L'intégrale $y = \varphi(t)$ qui, pour $t = 0$, prend la valeur $y = h$, égale à la valeur initiale de la hauteur du niveau, représente la loi de variation de cette hauteur avec le temps. L'extrémité r de la tige rs, qui, munie à son extrémité inférieure s d'un flotteur, glisserait verticalement à travers un tube l' à mesure que le niveau monte ou descend, tracera cette intégrale sur le papier enroulé sur le cylindre D.

On a ainsi l'intégration graphique de toutes les équations de la forme (1) et de celles qui s'en déduisent par les changements de la forme

$$t = \Psi(\xi), \qquad y = \theta(u);$$

il n'y a, pour cela, qu'à choisir convenablement les fonctions $\Phi\ (y)$ et $f(t)$, c'est-à-dire la forme du vase B et celle de la courbe tracée sur le cylindre E.

En donnant, par exemple, au vase B une forme telle qu'on ait :

$$\Phi\ (y) = \frac{1}{4\sqrt[4]{y}},$$

et en traçant sur le cylindre E la courbe correspondant à

$$f(t) = a \int \chi\ (t)\ dt,$$

la courbe (y, t), tracée par l'extrémité r de la tige rs sur le cylindre D, sera telle qu'à chaque instant la valeur $\sqrt[4]{y\ (t)}$ est égale à la valeur correspondante de l'intégrale $u\ (t)$ de l'équation de Riccati

$$\frac{du}{dt} = \chi\ (t) - \lambda u^2,$$

qui pour $t = 0$ prend la valeur $\sqrt[4]{h}$, h désignant la hauteur initiale du niveau.

Des principes analogues s'appliquent à bien d'autres types d'équations. On conçoit facilement la possibilité de construire plusieurs espèces de nouveaux intégraphes de constructions simples, fondées sur le principe précédent. Enfin, on aura de nouveaux types d'équations intégrables graphiquement, en donnant au corps M des formes différentes ou en faisant varier l'aire de l'ouverture O avec le temps, suivant des lois données.

SUR UNE ÉTUVE A TEMPÉRATURE CONSTANTE ;

Par M. GOUY.

A l'occasion de recherches sur les tubes de Natterer [1], j'ai construit des appareils permettant de réaliser, à un haut degré d'approximation, une température constante et uniforme ; je vais en décrire les principales dispositions.

---

[1] Sur quelques phénomènes présentés par les tubes de Natterer. — *Comptes Rendus*, 1893.

Étuve. — Un vase de tôle, cylindrique, contient environ 100 litres d'eau. Deux fenêtres hautes et étroites, fermées par des glaces, sont disposées pour l'observation. Le vase est placé dans une caisse de bois, garnie de duvet, sous une épaisseur d'au moins 12 centimètres. Le fond et le couvercle sont isolés de même; ce dernier est percé d'ouvertures permettant d'introduire divers appareils dans le bain. Un agitateur hélicoïdal, à axe vertical, actionné par un petit électromoteur placé sur le couvercle, plonge au milieu du vase et produit dans l'eau un courant ascendant très énergique, qui descend ensuite le long des parois en faisant circuler rapidement toute la masse liquide. L'uniformité de température est ainsi très bien réalisée dans toute la partie centrale du bain.

L'isolement calorifique est assez complet pour que le refroidissement ne dépasse pas 0°,002 par minute, pour un excès de 15° sur la température ambiante. Les petites variations de température sont mesurées au moyen d'un gros thermomètre à alcool, entièrement immergé dans le bain, qui donne environ 1 millimètre de déplacement du ménisque pour 0°,001.

Régulateur de température. — Pour compenser le refroidissement, on fait usage d'une lampe à incandescence, placée dans un tube de laiton immergé dans le bain. Le courant est admis ou interrompu par le régulateur, avec l'intermédiaire d'un relais.

Le régulateur est une sorte de thermomètre à alcool et mercure (*fig.* 1). Le réservoir vertical occupe toute la hauteur du bain et contient de l'alcool; du mercure occupe le bas du réservoir et le tube ascendant, dont la partie supérieure possède un diamètre assez petit ($0^{mm},4$ à $0^{mm},5$), pour qu'une variation de température de 0°,001 produise un déplacement d'environ $1^{mm},5$ du ménisque supérieur du mercure [1]. Un fil de platine scellé dans le verre en A communique avec l'un des pôles d'une pile de 4 callaud. L'autre pôle est relié à un fil de fer vertical C qui pénètre dans le tube jusqu'à une hauteur déterminée. Suivant que le ménisque mercuriel touche ou non le fer, le courant, à l'aide du relais décrit plus loin, est interrompu ou admis dans la lampe.

En raison de la compressibilité de l'alcool et des variations de forme du ménisque mercuriel suivant qu'il monte ou descend, l'ap-

---

[1] Il est commode de donner au reste du tube un plus gros diamètre pour que l'air ne rentre pas dans le réservoir quand le régulateur est hors du bain.

pareil manquerait tout à fait de sensibilité (1) sans l'artifice suivant, qui constitue, à vrai dire, toute l'originalité de la méthode. Le fil de fer n'est pas immobile ; un mécanisme spécial, actionné par l'agitateur, lui donne un mouvement vertical oscillatoire, de vitesse cons-

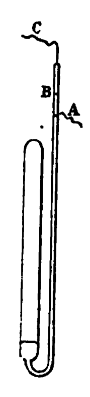


Fig. 1.

tante, dont la course totale est 1mm,5 et la période 20sec. En descendant, il touche le ménisque, le fait reculer, et remonte ensuite avec lui en l'abandonnant à un certain point B ; à ce moment, le ménisque remontant a pris sa forme convexe normale et exerce dès lors une pression constante sur l'alcool. Le temps t pendant lequel le circuit du régulateur est fermé durant la période entière varie depuis 0 jusqu'à 20 secondes, suivant la position qu'occupe le point B entre les deux extrémités de la course du fil de fer, et cette position dépend ellemême de la température du régulateur, en sorte qu'une variation de 0°,001 environ fait passer t de la valeur 0 à la valeur 20.

La quantité moyenne de chaleur versée dans le bain est, d'ailleurs, proportionnelle à $20 - t$.

Si, par exemple, la chaleur perdue par le bain vient à varier de 10 0/0, il suffira, pour faire la compensation, que $20 - t$ varie d'autant, ce qui correspond à moins de 0°,0001. La température du bain est oscillatoire (2), mais ces variations sont trop petites et trop rapides pour se transmettre sensiblement aux corps immergés.

(1) On a en effet des variations de plusieurs millièmes de degré.

(2) D'après la valeur du refroidissement donnée plus haut, on voit que l'oscillation n'atteint pas pratiquement 0°,0002.

Le réservoir du régulateur doit évidemment avoir une surface aussi grande que possible ; on peut faire usage d'un faisceau de tubes parallèles, ou d'un serpentin. Voici les données relatives à cette dernière forme :

Nombre de tours du serpentin...........	19
Diamètre intérieur du tube-réservoir.....	8^{mm}
Longueur développée....................	$4^{m},50$
Volume................................	225^{cc}
Diamètre du tube supérieur..............	$0^{mm},45$
Course pour $0°,001$......................	$1^{mm},5$.

Les variations de volume du réservoir en verre dur sont évitées en montant l'appareil longtemps à l'avance ; elles sont d'ailleurs bien moins à craindre qu'avec un thermomètre à mercure, en raison de la grande dilatation de l'alcool.

Relais. — La disposition générale est celle de la balance de Becquerel. D'un côté du fléau, un aimant droit de 700 grammes pénètre dans une bobine de 1.500 ohms, placée dans le circuit du régulateur et des 4 callaud; l'attracion estt de près de 2 grammes. L'autre extrémité du fléau porte un fil de platine faisant *pont* entre deux godets de mercure, où aboutit le circuit de la lampe, comprenant une batterie d'accumulateurs. L'un des bouts du fil plonge toujours dans un des godets; l'autre bout établit ou rompt le circuit. Pour éviter l'oxydation due à l'étincelle de rupture [1], qui amène bientôt des ratés, il faut verser dans le godet de l'eau distillée et disposer le courant de telle sorte que l'hydrogène se dégage sur le mercure. Grâce à cette précaution, aucun raté ne se produit, même après une longue marche.

Cet appareil a fonctionné régulièrement, souvent pendant plusieurs semaines, en maintenant la température constante à une approximation qui atteint aisément $0°,0002$ pour une expérience de quelques heures. D'un jour à l'autre, les variations sont à peine plus importantes et paraissent dues surtout aux changements de la pression barométrique, qui produisent une variation de $0°,001$ pour 1 centimètre de mercure, en raison de la compressibilité de l'alcool. On

[1] J'ai cru d'abord nécessaire d'éviter aussi au régulateur l'étincelle de rupture, en disposant des voltamètres en dérivation, mais l'expérience a montré que c'était une complication inutile, en raison de la faiblesse du courant, qui ne dépasse pas 3 milliampères.

pourrait y remédier automatiquement au moyen d'une boîte de baromètre anéroïde, mais je n'ai pas réalisé ce perfectionnement.

SUR LES MOTEURS ASYNCHRONES;

par M. A. POTIER.

L'étude sur les moteurs asynchrones publiée dans ce journal ([1]) renferme, au bas de la page 343, une erreur qui entraîne des modifications importantes aux conclusions de la première partie, il y est dit que si

$$f(x) = h_1 \sin \pi \frac{x}{L} + h_2 \sin \frac{3\pi x}{L},$$

le champ résultant sera de la forme

$$\frac{p_1}{2} I_m \left[h_1 \cos\left(\omega_1 t - \pi \frac{x}{L}\right) + h_3 \cos\left(\omega_1 t - \frac{3\pi x}{L}\right) + \ldots \right].$$

Cette généralisation est erronée.

En vertu de l'équation

$$2 \sin \frac{K\pi}{L}\left(x - \frac{nL}{p_1}\right) \sin\left(\omega_1 t - \frac{n\pi}{p_1}\right) =$$
$$\cos\left(\omega_1 t - \frac{K\pi x}{L} + \frac{(K-1)\,n\pi}{p_1}\right) - \cos\left(\omega_1 t + \frac{K\pi x}{L} - \frac{(K+1)\,n\pi}{p_1}\right),$$

la somme de p_1 termes semblables, où n prend les valeurs 0, 1, 2, ..., $p_1 - 1$ est *nulle*, excepté lorsque $K - 1$, ou $K + 1$ sont des multiples pairs de p_1. Si les circuits sont diphasés, cela a lieu pour toutes les valeurs impaires de K, c'est-à-dire que pour $K = 1, 5, 9$, la somme se réduit bien à $\cos\left(\omega_1 t - \frac{K\pi x}{L}\right)$, mais pour $K = 3, 7, 11$, la somme se réduit à $-\cos\left(\omega_1 t + \frac{K\pi x}{L}\right)$; c'est-à-dire que le champ

---

([1]) Voir p. 341 de ce volume.

résultant sera

$$I_m \left[h_1 \cos\left(\omega_1 t - \frac{\pi x}{L}\right) - h_3 \cos\left(\omega_1 t + \frac{3\pi x}{L}\right) - h_5 \cos\left(\omega_1 t - \frac{5\pi x}{L}\right)\right].$$

et résultera de la superposition des champs tournant vers la droite avec les vitesses $\frac{\omega_1}{p}$, $\frac{\omega_1}{5p}$ et d'autres tournant vers la gauche avec les vitesses $\frac{\omega_1}{3p}$ ...

S'il s'agit de courants triphasés, les termes pour lesquels K est un multiple de 3 disparaîtront; seuls, les termes pour lesquels K est de la forme $6n \pm 1$ subsisteront. Or, en dehors du terme pour lequel $n = 1$, ceux-ci seront généralement très faibles.

Même dans le cas de courants diphasés, le terme pour lequel $n = 3$ sera souvent peu important : en effet, le champ

$$h_3 \cos\left(\omega_1 t + 3\pi \frac{x}{L}\right).$$

ayant un mouvement vers la gauche, le couple correspondant donne dans la parenthèse de la page 347 un terme

$$-3^3 \mathcal{H}_3^2 \cdot \frac{u_1 + 3u_2}{(9a)^2 + (u_1 + 3u_2)^2}.$$

dont l'influence est seulement de diminuer le couple au démarrage.

Les raisonnements et calculs de cette première partie expliquent cependant les expériences de M. Boucherot, auxquelles j'ai fait allusion; en effet, cet ingénieur a opéré sur un moteur asynchrone *monophasé ;* on a alors $p_1 = 1$, et, quel que soit K,

$$\sin \omega_1 t \sin \frac{K\pi x}{L} = \frac{1}{2}\left[\cos\left(\omega_1 t - \frac{K\pi x}{L}\right) - \cos\left(\omega_1 t + \frac{K\pi x}{L}\right)\right].$$

par suite, le courant alternatif inducteur produit une série de champs d'intensités $\frac{h_1}{2}$, $\frac{h_3}{2}$ ... tournant à droite et à gauche, avec les vitesses $\frac{\omega_1}{p}$, $\frac{\omega_1}{3p}$ ..., et un couple :

$$C = \frac{A}{4}\left[\mathcal{H}_1^2 \left(\frac{u_1 - u_2}{a^2 + (u_1 - u_2)^2} - \frac{u_1 + u_2}{a^2 + (u_1 + u_2)^2}\right)\right.$$
$$\left. + 3^3 \mathcal{H}_3^2 \left(\frac{u_1 - 3u_2}{(9a)^2 + (u_1 - 3u_2)^2} - \frac{u_1 + 3u_2}{(9a)^2 + (u_1 + 3u_2)^2}\right) + \dots\right].$$

auquel on pourra appliquer les raisonnements de la page 347.

Les courbes à employer ont très sensiblement la même forme, sauf qu'elles passent toutes par l'origine où leur coefficient angulaire est

$$\frac{2m(u_1^2 - m^4a^2)}{(u_1^2 + m^4a^2)^2},$$

et les conclusions à en tirer sont bien celles qui sont énoncées page 348.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON;

Tome LIX. — Novembre 1895 à mars 1896.

N. LOCKYER. — On the Gases obtained from the Mineral Eliasite (Sur les gaz extraits de l'Éliasite). — P. 1-4.

En chauffant, dans le vide, le minéral éliasite, on obtient des gaz qui, outre des raies connues, présentent des raies non encore observées jusqu'à présent. On a vraisemblablement affaire à un gaz nouveau qui, en raison de la coïncidence de certaines raies avec les raies des spectres du soleil et des étoiles, joue un rôle important dans l'étude des phénomènes cosmiques. Le nouveau gaz est très probablement associé aux gaz extraits de la clévite et de la bröggérite.

N. LOCKYER. — On the new Gases obtained from Uraninite (Sur les nouveaux gaz extraits de l'Uranite) — P. 4-9.

L'auteur prouve l'identité des raies du spectre des gaz extraits de l'uranite et de certaines raies de la chromosphère, d'Orion et de Bellatrix.

G. J. BURCH. — On the calibration of the Capillary Electrometer (Sur le calibrage de l'électromètre capillaire). — P. 18-25.

Discussion du mode d'emploi de l'électromètre pour l'observation et la mesure de différences de potentiel rapidement variables. Méthode de calibrage. Discussion des recherches d'Einthoven [1].

---

[1] *Archiv für die Ges. Physiologie*, t. LX, pp. 91 et 101.

F.-T. TROUTON. — An experimental investigation of the Laws of Attrition (Recherches expérimentales sur les lois de l'attrition). — P. 25-38.

La méthode employée dans ces recherches consiste essentiellement à frotter l'un contre l'autre deux cylindres solides dans des conditions déterminées et à chercher la quantité de matière enlevée aux surfaces frottantes.

1° La quantité de matière enlevée par frottement est, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnelle à la pression ;

2° Dans chaque cas, il y a une pression critique au-dessous de laquelle deux surfaces, frottées l'une contre l'autre, tendent à se polir et à cesser graduellement de perdre de la matière ;

3° La quantité de matière enlevée par frottement d'une substance donnée lorsqu'elle est frottée par d'autres substances plus dures qu'elle dépend seulement, comme première approximation, des propriétés de la substance elle-même et n'augmente pas avec la dureté de l'autre corps.

Les expériences ont porté sur du quartz, du verre de glace anglais et français, de la serpentine, du marbre, et du plâtre de Paris. Le coefficient d'attrition (attritivity) varie de $4,0.10^{-12}$ pour le quartz à $599,0.10^{-12}$ pour le plâtre (1).

A. MALLOCK. — Experiments on fluid Viscosity (Expériences sur la viscosité des fluides). — P. 38-39.

L'auteur rapporte une série d'expériences effectuées sur la viscosité de l'eau placée entre deux cylindres de même axe et animés d'un mouvement de rotation.

Les expériences tendent à montrer qu'il doit y avoir plus de deux formes d'écoulement possibles pour un fluide visqueux soumis à une force de torsion, et que, longtemps avant qu'une sorte de tourbillon permanent soit produit, le mouvement peut s'écarter du mouvement purement lamellaire qui paraît avoir lieu dans les tubes capillaires, bien que, dans le mouvement en question, la résistance soit, dans son ensemble, proportionnelle à la première puissance de la vitesse.

(1) Le coefficient d'attrition, *attritivity*, est la quantité de matière réduite en poudre, par unité de surface frottée, quand la substance frottée et la substance frottante sont identiques, cette quantité étant rapportée à l'unité de temps, à l'unité de vitesse de déplacement relatif des surfaces et à l'unité de pression appliquant l'une contre l'autre les deux surfaces. Ce coefficient a les dimensions de l'inverse du carré d'une vitesse.

J.-P. KUENEN et W.-W. RANDALL. — The expansion of argon and of helium (La dilatation de l'argon et de l'hélium comparée à celle de l'air et de l'hydrogène). — P. 60-66.

Les auteurs ont rempli le même thermomètre successivement avec de l'argon, de l'hélium, de l'air et de l'hydrogène. Ce thermomètre était porté dans les vapeurs de chlorobenzine, d'aniline, de quinoléine et de bromonaphtaline. On a obtenu pour les coefficients de dilatation à volume constant, entre 0° et 100°, les nombres suivants :

Hélium	0,003665
Argon	0,003668
Air	0,003663

A. KELLAS. — On the percentage of argon in atmospheric and in respired Air (Sur la quantité d'argon contenue dans l'air atmosphérique et dans l'air respiré). — P. 66-69.

100 centimètres cubes d'azote atmosphérique renferment 1,186 cc. d'argon.

100 centimètres cubes d'azote respiré renferment 1,210 cc. d'argon.

L'azote respiré renferme donc un peu plus d'argon que l'azote atmosphérique. On peut attribuer ce résultat à deux causes ; soit à ce que l'air a été confiné avec de l'eau pendant la respiration, soit à ce que le sang dégage plus d'argon qu'il n'en absorbe lorsque l'air a été ainsi altéré dans les poumons.

La première hypothèse est la plus probable.

En tous cas, la différence n'est pas grande et il semble que l'argon, de même que l'azote pur, ne joue pas un rôle important dans l'économie animale, mais serve simplement de diluant.

C.-J. LUNDSTROM. — Flame Spectra observed at Svedish Bessemer Works (Spectres de flammes observées dans les fabriques suédoises d'acier Bessemer). — P. 76-98.

W.-N. HARTLEY. — Remarks on the Origin of some of the Lines and Bandes observed (Remarques sur la communication précédente). — P. 98-101.

M. Lundström communique de nombreuses mesures faites sur les raies et bandes obtenues par l'emploi de différents minerais dans le procédé Bessemer.

M. Hartley fait remarquer, à ce sujet, que beaucoup de ces raies correspondent à celles qui sont observées dans le spectre de la flamme du gaz tonnant. — L'origine d'un certain nombre d'autres raies est encore fort obscure.

N. LOCKYER. — On the variable Stars of the δ Cephei Class (Sur les étoiles variables du groupe δ de Céphée). — P. 101-106.

Les recherches de l'auteur se rapportent aux cinq étoiles du groupe δ de Céphée. Pickering avait placé dans ce groupe l'étoile β de la Lyre, mais la différence des spectres est telle que l'auteur ne croit pas devoir l'y maintenir.

M. Lockyer résume ainsi les résultats de ses recherches :

1° Les spectres des cinq étoiles variables du groupe considéré et qui ont été photographiés sont pratiquement identiques;

2° Les étoiles en question sont des étoiles à température croissante (1);

3° Il y a un affaiblissement général du spectre continu lorsque la lumière de l'étoile diminue;

4° En aucune partie de la période on ne trouve d'indications de raies brillantes de l'hydrogène ou de l'hélium;

5° Dans aucune des photographies on ne trouve trace de raies doubles.

H. C. LEAKE, R. LEVENTHORPE et C.-S. WHITEHEAD. — The Measurement of High Potential Difference (Mesure des grandes différences de potentiel). — P. 155-158.

Les *Proceedings* ne donnent qu'un résumé du travail des auteurs.

La première partie du travail renferme la mesure des grandes différences de potentiel en unités absolues électromagnétiques et leur application au calibrage des voltmètres électrostatiques. La détermination des différences de potentiel alternatives atteignant plusieurs milliers de volts s'obtient soit par la mesure du courant qui traverse une résistance non-inductive en manganine de 20.000 ohms, soit par comparaison avec la différence de potentiel constante d'un élément Clark normal, de manière à n'avoir pas à mesurer de résistance.

Dans la deuxième partie, les auteurs discutent la mesure des grandes différences de potentiel en unités absolues électrostatiques au moyen de l'électromètre absolu de lord Kelvin. La comparaison

---

(1) Leur spectre ressemble au spectre de γ du Cygne, qui est une étoile à température croissante (*Phil. Trans.*, Vol. 184 A, p. 718-725; 1893).

des mesures montre que les résultats obtenus avec l'électromètre absolu sont trop grands, en moyenne, de 1 1/2 0/0.

Les auteurs examinent en détail les causes d'erreur qui peuvent provenir de l'emploi de l'électromètre absolu.

Ils décrivent enfin les recherches qu'ils ont faites pour déterminer le rapport *v* des unités.

J.-C. BOSE. — On the Determination of the Indices of Refraction of various Substances for the Electric Rays.-I. Index of sulphur (Sur l'indice de réfraction de différentes substances pour les rayons électriques.-I. Pouvoir réfringent du soufre). — P. 160-167.

Les oscillations électriques sont produites par des décharges entre deux boutons métalliques et une sphère métallique interposée, de 1 centimètre de diamètre. Elles tombent sur un système de deux demi-cylindres de soufre séparés par une lame d'air. Ces demi-cylindres sont obtenus en coupant par un plan diamétral un cylindre d'environ 25 centimètres de diamètre et 10 centimètres de hauteur. Ils sont placés sur la plate-forme d'un spectromètre et peuvent tourner de manière à faire varier l'angle d'incidence des rayons. La distance de l'excitateur aux demi-cylindres est également variable.

Le résonateur est placé en un point symétrique de l'excitateur par rapport aux demi-cylindres.

Ce résonateur « a coherer » est construit de la manière suivante : Une rainure étroite est creusée dans une pièce d'ébonite rectangulaire. Dans cette rainure sont arrangés côte à côte des bouts de ressorts d'acier très fins. On obtient ainsi une surface sensible de 2 centimètres de longueur et de 4 millimètres de diamètre. Au moyen d'une vis, on peut comprimer graduellement les fils d'acier et diminuer ainsi la résistance (1). Le résonateur est mis en circuit avec un galvanomètre apériodique de d'Arsonval. Un élément ayant une force électromotrice d'environ 0,5 volt constitue la source de courant.

Les rayons électriques, tombant sur le conducteur discontinu, abaissent brusquement sa résistance.

Par tâtonnements, on arrive à placer l'excitateur au foyer de la lentille constituée par le premier demi-cylindre, et le résonateur au

(1) Voir à ce sujet : E. Aschkinass. — Zur Widerstandsänderung durch electrische Bestrahlung. — *Wiedemann's Annalen*, t. LVII, p. 408 ; 1896.

foyer de la seconde : l'onde est rendue parallèle par le premier demi-cylindre, est reprise par l'autre, et concentrée au foyer qu'occupe le résonateur. On diaphragme par un écran métallique percé d'un trou en son milieu et qu'on introduit entre les deux demi-cylindres, afin de n'utiliser que les rayons centraux. Au début, le plan de séparation est perpendiculaire à la ligne qui joint l'excitateur et le résonateur ; l'appareil permet de faire tourner les demi-cylindres autour d'un axe vertical. Il arrive un moment où, sur la couche d'air interposée, les rayons incidents éprouvent la réflexion totale : alors le résonateur ne fonctionne plus. Une seule étincelle de la bobine d'induction suffit pour provoquer une onde excitatrice qui produit sur le résonateur la variation brusque de résistance.

L'angle d'incidence pour lequel a lieu la réflexion totale est d'environ 35 degrés 1/4.

Il en résulte que l'indice de réfraction du soufre, pour la longueur d'onde employée, est égal à 1,73.

LORD RAYLEIGH. — On some Physical Properties of Argon and Helium (Sur quelques propriétés de l'argon et de l'hélium). — P. 198-208.

I. — *Densité de l'argon.* — L'auteur a opéré sur de grandes quantités d'argon extraordinairement pur et a fait une série de pesées, alternant avec des décharges dans le gaz, de manière à prouver qu'il était bien arrivé à la limite de l'épuration. La moyenne des pesées est égale à 3,2746. Le poids de l'oxygène, dans les mêmes conditions, est égal à 2,6276 [1]. En prenant 16 pour le poids atomique de l'oxygène, on trouve pour l'argon :

19,940,

nombre qui concorde très bien avec les résultats du professeur Ramsay.

II. — *Indices de réfraction de l'argon et de l'hélium.* — L'auteur, dans un dispositif analogue à celui de Frauenhofer, utilisait l'interférence de la lumière transmise à travers deux fentes verticales et parallèles placées devant l'objectif d'une lunette. S'il n'y a qu'une fente, le champ, en lumière parallèle, a une certaine longueur inversement proportionnelle à la fente ; c'est le phénomène ordinaire de

---

[1] *Proceed. of the Royal Society*, t. III, p. 144 ; 1893.

diffraction. Mais, si l'on interpose les deux fentes dont la distance est grande par rapport à leur largeur, le champ est traversé de bandes dont la largeur est en raison inverse de la distance même des fentes. Si, pour une cause quelconque, l'une des portions du faisceau lumineux éprouve un retard, comme cela arrive si l'on fait varier la densité du gaz dans l'un des deux tubes placés devant les fentes, les bandes sont déplacées et ne peuvent être ramenées dans leur position primitive qu'en supprimant le retard.

Dès lors, en réglant la pression des gaz contenus dans les tubes, on amène le milieu de la frange centrale dans une certaine position marquée par un fil et l'on mesure les pressions. On fait ensuite varier les deux pressions jusqu'à ce que la frange centrale soit de nouveau amenée à sa position primitive. Le rapport des variations de pression est égal au rapport inverse des réfractions $(n-1)$ des gaz.

On obtient ainsi :

$$\frac{\text{Réfraction de l'argon}}{\text{Réfraction de l'air}} = 0{,}961.$$

Le résultat de la réfraction, de même que celui qui résulte de la comparaison des poids spécifiques, est peu favorable à l'hypothèse qui consiste à regarder l'argon comme une modification allotropique de l'azote représentée par N_3.

Pour l'hélium, on a :

$$\frac{\text{Réfraction de l'hélium}}{\text{Réfraction de l'air}} = 0{,}146.$$

Remarquons que la plus faible réfraction connue jusqu'à présent était celle de l'hydrogène, qui a pour valeur environ 0,5 de celle de l'air.

III. — *Viscosité de l'argon et de l'hélium.* — La viscosité fut mesurée par l'écoulement à travers des tubes capillaires. Le résultat, rapporté à l'air sec, fut pour l'hélium 0,96, et pour l'argon 1,21, quelque peu supérieur au nombre obtenu pour l'oxygène qui, jusqu'à présent, était resté à la tête des principaux gaz.

IV. — *Gaz provenant des sources de Bath et Burton.* — Ce gaz contient, à côté de l'argon, des traces d'hélium.

V. — *L'hélium est-il contenu dans l'atmosphère* ? L'auteur ne peut en donner la preuve. En tous cas, si l'hélium est contenu dans l'atmosphère, il doit y exister en très petite quantité, probablement en proportion moindre que un dix-millième.

W.-A. TILDEN. — An attempt to determine the condition in which Helium and the Associated Gases exist in Minerals Recherche sur l'état dans lesquels l'hélium et les gaz analogues se trouvent dans les minéraux . — P. 218-224.

La clévite et la monazite, privées d'hélium par échauffement, absorbent ce gaz à froid, et la quantité de gaz absorbée est sensiblement proportionnelle à la pression. Il est dès lors probable que ces minéraux ont absorbé les gaz qu'ils renferment sous une pression de plusieurs centaines d'atmosphères.

Le fer absorbe l'hélium en quantité beaucoup plus faible que l'hydrogène. Par contre, le palladium et le granit n'absorbent pas l'hélium.

L'auteur a trouvé incidemment le résultat suivant, digne de remarque ; à savoir que le granit chauffé dégage une grande quantité d'hydrogène.

G.-H. MINCHIN. — The Electrical Measurement of Starligh Mesure électrique de la lumière des étoiles. — Observations faites à l'observatoire de Daramona house en janvier 1896. — Deuxième partie . — P. 231-233.

L'auteur a appliqué la méthode indiquée dans un précédent mémoire [1], après avoir augmenté la sensibilité de la pile photo-électrique. Il a comparé la lumière émise par certaines étoiles à la lumière émanant d'une bougie-étalon placée à une distance de 10 pieds (environ 3 mètres).

Voici les résultats obtenus :

Source de lumière.	Valeur de la lumière par rapport à celle de la bougie-étalon.
Jupiter	3,272
Bételgeuse	0,685
ζ d'Orion	0,170
ε d'Orion	0,175
Aldébaran	0,279
η de la grande Ourse	0,271
Procyon	0,261
α du Cygne	0,262
Étoile polaire	0,166
β de la petite Ourse	0,130

[1] *Proceed. of the Royal Society*, t. LVIII, p. 142. — *Journal de Physique* (3e série), t. V., p. 560 ; 1896.

Les nombres ainsi obtenus représentent le rapport de la force électromotrice produite par la lumière d'une étoile concentrée dans un télescope de 2 pieds d'ouverture à la force électromotrice produite par la lumière d'une bougie tombant directement sur la pile à une distance de 10 pieds.

Pour Procyon dont la parallaxe est exactement connue, on en conclut pour le rapport de l'intensité lumineuse de l'étoile à celle de la bougie [1]:

$$\frac{I}{i} = 516 \times 10^{24},$$

c'est-à-dire que Procyon est équivalent à 516 trillions de trillions de bougies-étalon.

WORTHINGTON et COLE. — Impact with a Liquid surface studied by means of Instantaneous photography (Sur les chocs produits à la surface d'un liquide étudiés au moyen de la photographie instantanée). — P. 250-251.

Les auteurs ont fait tomber sur la surface libre d'un liquide des sphères lisses ou rugueuses et ont étudié, au moyen de la photographie instantanée, les formes présentées par les éclaboussures du liquide. L'éclairage était obtenu par des étincelles provenant d'une bouteille de Leyde.

MEYER WILDERMANN. — A New Method of Determining Freezing Points (Nouvelle méthode de détermination des points de fusion). — P. 251-253.

Détail de précautions expérimentales.

J.-N. COLLIE et W. RAMSAY. — On the behaviour of Argon and Helium when submitted to the Electric Discharges (Action des décharges électriques sur l'argon et l'hélium). — P. 257-270.

D'après Natterer [2], la distance explosive, à la pression atmosphérique, varie en raison inverse de l'atomicité des gaz dans lesquels se produit la décharge. Par exemple, dans la vapeur de mercure (monoatomique) l'étincelle est beaucoup plus longue que dans l'oxygène,

---

(1) M. Minchin appelait cette quantité I « intrinsic brightness », c'est en réalité *l'intensité lumineuse*. — V. Blondel, *J. de Phys.* ce vol., p. 187.

(2) *Wied. Annal.*, t. XXXVIII, p. 663; 1889.

l'hydrogène, l'azote, etc. (gaz diatomiques), et, dans ces gaz, elle est encore beaucoup plus longue que dans les gaz à structure moléculaire plus complexe.

Les auteurs ont étudié de plus près comment se comportent l'argon et l'hélium et ont obtenu les longueurs suivantes d'étincelles à la pression atmosphérique :

Oxygène...............	23,0	m/m	
Air	33,0	—	
Hydrogène.............	39,0	—	
Argon.................	45,5	—	
Hélium................	300	—	environ.

L'hélium se comporte donc tout différemment des autres gaz. Pour une distance de 300 millimètres des électrodes, la décharge se faisait dans le tube sous forme d'une traînée lumineuse, comme dans un tube de Geissler privé d'air.

La décharge se changeait en une bande continue pour les pressions suivantes :

Air....................	70	m/m	Cyanogène...........	23	m/m
Hydrogène............	42	—	Azote.................	33	—
Oxygène..............	31	—	Oxyde de carbone.....	49	—
Anhydride carbonique.	92	—	Hélium..............	1.270	—

Il en résulte que l'hélium, dans les tubes de Geissler, se comporte à pression élevée comme les autres gaz à basse pression.

Les auteurs ont également étudié la visibilité du spectre d'un gaz en présence d'un autre gaz. Ils ont trouvé qu'il fallait relativement de grandes quantités d'hélium et d'argon en présence d'hydrogène et d'azote avant que leur spectre soit visible. Au contraire, il ne faut qu'une très petite quantité d'hydrogène ou d'azote dans l'argon ou l'hélium pour qu'on puisse distinguer leur spectre. Une élévation de pression augmente la visibilité de l'azote soit dans l'hélium, soit dans l'argon. Une grande proportion d'hélium doit être ajoutée à l'argon pour devenir visible (plus de 25 0/0 à la pression de $0^{mm},58$), tandis qu'une trace d'argon est visible dans l'hélium (0,06 0/0 à toute pression).

En combinant ces résultats avec ceux qui sont relatifs à la décharge continue, il semble que la décharge passe beaucoup plus facilement à travers l'hélium qu'à travers les autres gaz, à la pression atmosphérique ; et qu'au contraire, aux basses pressions, le courant passe plus facilement à travers les autres gaz qu'à travers l'hé-

LORD KELVIN. — On the Generation of Longitudinal Waves in Ether (Sur la production d'ondes longitudinales dans l'éther). — P. 270-274.

Reprenant une idée déjà exprimée dans ses conférences de Baltimore, en 1884, lord Kelvin discute la possibilité de produire dans l'éther des ondes longitudinales.

L'exemple qu'il avait donné est celui de deux grosses sphères métalliques A et B, chargées l'une positivement, l'autre négativement: deux autres sphères *c* et *d* plus petites sont disposées plus loin, latéralement, les quatre centres étant en ligne droite; A et *c* sont chargées positivement, B et *d* négativement. La seule cause qui empêche une étincelle d'éclater entre *c* et *d* est l'influence de B et de A. Si l'on rapproche B de A jusqu'à ce que l'étincelle éclate entre A et B, une autre étincelle éclatera entre *c* et *d*. Éclatera-t-elle au même instant, ou un peu plus tard ? La perturbation propagée suivant la ligne des centres est une perturbation longitudinale, et la réponse dépend de la réponse à cette autre question : y a-t-il une vitesse de propagation finie pour les ondes longitudinales de l'éther ?

On peut imaginer un dispositif dans lequel un espace notable soit traversé par des perturbations analogues à une pression, c'est-à-dire par des ondes longitudinales, sans qu'il y ait d'ondes de laminage ou de distorsion, sinon en très faible proportion.

C'est une lame de métal A, plane et circulaire, isolée à l'intérieur d'une boîte métallique C qui l'entoure complètement; un conducteur D, tenu par un manche isolant, pénètre à l'intérieur de la boîte et peut être amené jusqu'au contact de la lame A. Si A est d'abord chargé et qu'on amène D assez près pour qu'il éclate une étincelle, l'espace compris entre la lame A et la face opposée à D de la boîte métallique sera le siège d'ondes électriques de déplacement presque exclusivement longitudinal.

Si l'on admet que les rayons Röntgen sont dus à des ondes longitudinales de l'éther, comme M. Röntgen incline à le croire, il semble probable qu'une plaque photographique placée entre A et la boîte métallique puisse être impressionnée dans ces conditions.

Il convient de rapprocher de ces indications théoriques une double expérience de lord Blythswood. Il a obtenu une impression parfaitement nette sur une plaque photographique, enfermée dans son châssis, enroulée dans du velours noir, et maintenue en face de l'espace qui sépare les électrodes d'une puissante machine Wimshurst,

mais en dehors du trajet même de la décharge. L'action peut être due alors, au moins en partie, à des étincelles et à des aigrettes jaillissant à l'intérieur du châssis, qui a des charnières et une monture métallique. Sur le conseil de lord Kelvin, lord Blythswood a répété l'expérience avec une boîte d'aluminium complètement close et mise au sol, au lieu d'un châssis ordinaire, et sans envelopper de drap noir la plaque photographique maintenue à l'intérieur. L'expérience a donné des épreuves nettes de divers objets : les photographies de métaux ne présentant aucune trace de décharge ni d'étincelles [1].

J.-J. THOMSON. — On the Discharge of Electricity produced by the Rontgen Rays, and the Effeets produced by these Rays on Dielectrics through which they pass (Sur la décharge de l'électricité produite par les rayons Rontgen et les effets produits par ces rayons sur les diélectriques qu'ils traversent). — P. 274-276.

On sait que les rayons Röntgen déchargent rapidement un corps électrisé, que ce corps soit chargé positivement ou négativement. L'auteur montre que l'effet des rayons Röntgen est sensible à travers une lame de zinc d'un quart de pouce d'épaisseur.

Les effets de ces rayons sont très marqués, quel que soit le métal électrisé, et ont lieu aussi bien lorsque le plateau électrisé est placé dans l'air que lorsqu'il est entouré d'un solide ou d'un liquide isolant (paraffine, soufre, ébonite, mica, huile). L'auteur arrive à cette conclusion que lorsque les rayons Röntgen traversent un diélectrique elles le rendent conducteur de l'électricité pendant la durée de leur passage ou, en d'autres termes, que *toutes les substances sont conductrices de l'électricité lorsqu'elles transmettent les rayons Röntgen.*

A. GAMGEE. — On the Absorption of the extreme Violet and ultra-violet Rays of the Solar Spectrum by Hæmoglobin, its compounds and certain of its derivatives (Sur l'absorption des rayons violets et ultra-violets du spectre solaire par l'hémoglobine, ses combinaisons et quelques-uns de ses dérivés). — P. 276-279.

L'auteur a étudié, au moyen de la photographie, les bandes d'absorption du sang, primitivement observées, dans le violet extrême,

---

(1) V. Raveau, *Revue générale des Sciences*, 7e année, p. 251 ; 1896.

par Soret [1] et d'Arsonval[2]. Ses recherches ont porté sur les corps suivants :

1. Hémoglobine ; 2. Oxyhémoglobine ; 3. Combinaisons de l'hémoglobine avec CO et AzO ; 4. Produits de décomposition ferrugineux de l'hémoglobine et de l'oxyhémoglobine (Hémachromogène et Hématine) ; 5. Méthémoglobine ; 6. Hémathoporphyrine ; 7. Bilirubine, Hydrobilirubine et Urobiline.

Les corps 1 à 3 présentent, même dans les solutions très diluées, une bande d'absorption entre G et H. Pour l'oxyhémoglobine, le maximum a lieu en $\lambda = 414,0$: pour les combinaisons avec CO et AzO la bande est visiblement rejetée du côté du rouge et a son maximum en $\lambda = 420,5$. Cette bande d'absorption dépend des parties constituantes ferrugineuses des molécules d'hémoglobine, mais non du fer lui-même ; elle est caractéristique des combinaisons acides de l'hématine et de l'hémochromogène.

Les solutions alcalines d'hématine n'ont aucune bande d'absorption nettement limitée.

Les solutions d'hémochromogène montrent une bande d'absorption très nette entre h et G en $\lambda = 420$.

La bilirubine, l'hydrobilirubine et l'urobiline n'ont aucune absorption définie à l'endroit où apparaissent les bandes d'absorption décrites de l'hémoglobine et de ses dérivés.

W.-C. ROBERTS-AUSTEN. — On the Diffusion of Metals (Diffusion des métaux). — P. 281-285.

Il s'agit de diffusion dans des métaux fondus et dans des métaux solides. Dans le cas de métaux fondus, une difficulté provient de la nécessité d'opérer à température fixe et définie : l'auteur y a paré par l'emploi de son pyromètre enregistreur et de couples thermo-électriques. Dans un bain de métal fondu, on introduit des tubes verticaux, remplis, par exemple, de plomb fondu ; et à la partie supérieure de ces tubes on introduit de l'or ou un alliage riche en or : on solidifie ensuite le contenu du tube, et on le coupe en tranches : on compare, par l'analyse, la proportion d'or qui se trouve répandu dans le plomb, pour les différentes couches.

---

(1) *Archives des Sciences phys. et nat.*, t. LXI, p. 322, et t. LXVI, p. 195 ; *J. de phys.*, 2e série, t. III, p. 311 ; 1884.

(2) *Archives de Physiologie norm. et pathol.* 5e série, t. II, p. 340.

Lorsque la diffusion s'effectue suivant une direction unique, on peut lui appliquer l'équation différentielle qui caractérise la loi de Fick :

$$\frac{dv}{dt} = K \frac{d^2v}{dx^2},$$

v est le degré de concentration du métal qui se diffuse en grammes par centimètre cube; t le temps, x la direction dans laquelle se fait la diffusion. K, constante de diffusion, est la quantité de métal (en grammes) qui traverse une aire de 1 centimètre carré dans l'unité de temps (on prendra ici 1 jour), quand on maintient entre 2 couches distantes de 1 centimètre une différence de concentration égale à 1.

Voici la valeur de K par centimètre carré et par jour :

Or dans plomb à 500°	3,19
— étain	4,65
— mercure à 11°	0,72
Argent dans étain à 500°	4,14

on a :

NaCl dans eau à 18°	1,04

La diffusion des métaux constitue, après la diffusion des gaz, le cas le plus simple de ce genre de phénomènes. La vitesse de diffusion surpasse presque toujours celle des sels.

Dans la deuxième partie de son travail, l'auteur a traité, au point de vue historique, et a étudié expérimentalement certains cas qui se présentent dans la pratique, comme la cémentation ou la diffusion des métaux solides les uns dans les autres. Dans bien des cas (Demarçay, Spring), les phénomènes observés sont dus à une volatilisation des métaux à une température bien inférieure à leur point de fusion.

L'auteur a mesuré la diffusion de l'or dans le plomb solide par la même méthode que la diffusion dans le plomb liquide. Il plaçait un cylindre de plomb de 7 centimètres de hauteur sur un morceau d'or ou d'alliage d'or et de plomb et le maintenait pendant trente et un jours à 251° par exemple. Au bout de ce temps, le solide fut coupé en tranches et on analysa les différentes parties. Les valeurs de K pour la diffusibilité de l'or dans le plomb solide sont les suivantes :

à 251°	0,03
à 200°	0,007
à 165°	0,004
à 100°	0,00002

La diffusion est déjà appréciable à la température de 40°. Si on laisse l'un sur l'autre, dans le vide, deux morceaux d'or et de plomb brillants, ils adhèrent fortement et ne peuvent être séparés que par l'application d'une force égale au tiers de la force nécessaire pour briser le plomb lui-même. La diffusion est assez rapide pour que des traces d'or puissent être constatées, même après quelques jours, à l'extrémité du cylindre de plomb.

La diffusion de l'or solide dans l'argent ou le cuivre à 800° est du même ordre de grandeur que la diffusion de l'or dans le plomb à 100°.

CAPTAIN W. DE W. ABNEY. — **The photographic Values of Moonlight and Starlight compared with the Light of a Standard Candle (Valeur photographique de la lumière de la lune et des étoiles comparée à celle d'une bougie-étalon). — P. 314-325.**

On construit d'abord une *échelle d'opacité.* C'est une plaque photographique dont on expose à la lumière différentes régions, constituées par de petits carrés, la pose variant d'un carré à l'autre, on développe à l'oxalate de fer, et on a des opacités variant d'un carré à l'autre [1]. Des précautions sont prises pour obtenir plusieurs échelles bien identiques. On expose ensuite une plaque à la lumière de la lune pendant un temps donné (90 secondes, par exemple) à travers une échelle d'opacité, et une autre partie de la même plaque à la lumière d'une bougie placée à 5 pieds, durant un temps connu (50 secondes, dans une des expériences), et à travers une autre échelle identique.

On mesure les transparences des différents carrés obtenus dans ces deux photographies. On trouve ainsi que, pour l'action photographique, la pleine lune envoie une lumière équivalente à celle de 0,266 bougie à 1 pied, tandis que la même lumière se montre, au point de vue de la photométrie visuelle, équivalente seulement à à 0,012 bougie placée à 1 pied (d'après Zöllner). M. Minchin a prouvé que, si la lumière du soleil à midi est atténuée et réglée de manière à donner le même éclairement que la lumière d'une bougie, son action photographique est 26 fois plus grande que celle de la bougie dans les mêmes conditions.

On voit qu'il en est sensiblement de même pour la lune, ce qui

---

(1) On the Transmission of Sunlight through the Earth's Atmosphere (*Phil. Trans*, 1891).

s'explique aisément, si l'on se rappelle que la lumière renvoyée par la lune vient du soleil.

On trouve de même que la lumière de la lune étant 44 fois plus brillante que la lumière qui provient des étoiles, au point de vue de l'éclairement d'un écran horizontal, est 175 fois plus brillante au point de vue de l'action photographique.

W. RAMSAY. — Helium, a Gaseous Constituent of certain Minerals (L'hélium, gaz constituant de certains minéraux). — 2ᵉ partie. Densité. — P. 325-330.

L'auteur a déterminé la densité de l'hélium extrait de divers minéraux et a obtenu les résultats suivants :

Hélium de la bröggérite..................	2,181
— samarskite..................	2,118
— fergusonite................	2,140

Les différentes valeurs ainsi trouvées montrent que l'hélium n'est pas un gaz simple. Cette hypothèse deviendra presque une certitude par l'examen des spectres qui présentent des différences considérables.

La lumière émise par l'hélium-clévite est notablement plus orangée que celle qui provient de l'hélium extrait des autres minéraux. Cela tient sans doute à l'intensité plus grande de la raie rouge. En outre, le gaz extrait de la clévite présente une série de raies assez vives entre le vert intense et le bleu, tandis que ces raies manquent dans l'hélium extrait de la bröggérite, de la samarskite et de la fergusonite.

Lord BLYTHSWOOD. — On the Reflection of Röntgen Light from polished Speculum-Metal Mirrors (Sur la réflexion de la lumière de Röntgen par des miroirs polis, en métal des miroirs). — P. 330-332.

Lord KELVIN. — Note sur la communication de lord Blythswood, p. 332-333.

Lord Blythswood croit avoir observé une réflexion régulière des rayons Röntgen. La question ayant été fort discutée, voici le détail de son dispositif. Une lame de plomb de $\frac{1}{8}$ de pouce d'épaisseur ($3^{mm},15$) sépare le tube à vide du châssis : un trou de 2 pouces de diamètre, prolongé par un tube de plomb de 2 pouces de long, permet

à un rayon de tomber du tube sur le miroir; le miroir est à 45° de la direction des rayons; si ceux-ci se réfléchissent, ils deviendront ainsi, après réflexion, parallèles à la lame de plomb; ils tombent sur une plaque sensible renfermée dans une boîte de zinc, présentant en avant une fenêtre d'aluminium. On a obtenu des épreuves de divers objets placés devant la plaque.

Lord Kelvin estime qu'une et une seule des épreuves obtenues par lord Blythswood pourrait permettre une conclusion nette. La réflexion diffuse, annoncée par plusieurs expérimentateurs (Imbert et Bertin-Sans, etc.) pourrait tenir, ou bien à l'insuffisance de poli des surfaces des miroirs pour d'aussi petites longueurs d'onde, ou à une sorte de phosphorescence ou fluorescence provoquée dans la substance du miroir par les rayons incidents (Stokes).

Il y aurait lieu de répéter l'expérience de lord Blythswood en plaçant sur le miroir des morceaux de plomb.

R.-E. MURRAY. — On the Effect of the Röntgen X Rays on the contact Electricity of Metals (Action des rayons X sur l'électricité de contact des métaux). — P. 333-338.

Une bobine d'induction et un tube de Crookes étaient placés à l'intérieur d'une boîte de bois recouverte d'étain afin d'empêcher les actions électriques directes. Dans cette boîte était percée une ouverture pour le passage des rayons X. En face de cette ouverture et à l'extérieur de la boîte se trouvait une feuille d'étain fixée sur un support d'ébonite et derrière cette feuille un plateau de zinc. L'étain et le zinc étaient reliés aux deux paires de quadrants d'un électromètre de lord Kelvin. Les mesures de différences de potentiel au contact étaient effectuées par la méthode de zéro de lord Kelvin. Les rayons peuvent tomber normalement sur la feuille d'étain, la traverser, et tomber ensuite sur la lame de zinc, ou ils peuvent encore être dirigés entre les lames d'étain et de zinc, parallèlement à elles.

L'auteur tire de ses recherches les conclusions suivantes:

1° L'influence des rayons X sur les lames d'étain ou de zinc ne produit pas un changement direct ou soudain dans leur potentiel de contact, mais:

2° L'air que traversent les rayons est momentanément converti en électrolyte et possède les mêmes propriétés qu'une goutte d'eau distillée, c'est-à-dire qu'il ramène rapidement à zéro le potentiel qui

existe entre les faces opposées des lames ; il peut même, dans certaines conditions, le faire changer de signe.

Il est intéressant de remarquer que cette propriété électrolytique fut reconnue par lord Kelvin dans la fumée d'une lampe à esprit-de-vin.

C.-T.-R. WILSON. — The Effect of Röntgen's Rays on Cloudy Condensation (Action des rayons Röntgen sur la condensation des vapeurs). — P. 338-339.

L'auteur a montré antérieurement que l'on obtient une condensation de vapeurs, même en l'absence de poussières, lorsqu'on soumet de l'air saturé de vapeur d'eau à une détente soudaine supérieure à une valeur critique. L'air, sous l'influence des rayons Röntgen, exige une détente égale à celle de l'air ordinaire pour que la condensation ait lieu, mais le nombre des gouttes est considérablement accru. Avec l'air ordinaire, on obtient une pluie fine qui cesse au bout de quelques secondes, tandis qu'avec l'air soumis à l'action des rayons X on obtient un brouillard qui persiste pendant quelques minutes.

J. NORMAN LOCKYER. — On the new Gas obtained from Uraninite (Sur un nouveau gaz extrait de l'uranite). — 7e partie, p. 342.

MM. Runge et Paschen ont déduit de leurs recherches sur la diffusion que le gaz extrait de la clévite est un mélange et que la portion qui fournit la raie D_3 est plus dense que le gaz qui donne la raie de longueur d'onde $\lambda = 5015{,}7$.

L'auteur a repris ces recherches, qui n'étaient pas définitives, en maintenant la pression constante. Il est arrivé à une conclusion contraire à celle de MM. Runge et Paschen, et conforme aux résultats qu'il avait déduits de l'analyse spectrale des étoiles et du soleil.

W.-E. AYRTON et W.-R. COOPER. — Variations in the Electromotive Force of Clark cells with Temperature (Variations de la force électromotrice des éléments Clark avec la température). — P. 368-383.

Les auteurs ont étudié les variations de la force électromotrice des éléments Latimer Clark avec la température et l'effet de ces variations sur l'exactitude des étalons. Ils ont représenté par des courbes les variations de force électromotrice pour différents cycles de tem-

pératures et ont constaté qu'il existait, en général, *un retard* de la force électromotrice sur la température. En faisant croître la température, puis la faisant décroître ensuite, on obtient deux branches de courbes différentes (les auteurs donnent un grand nombre de graphiques). *Plusieurs de ces courbes ne se ferment pas.* Y a-t-il là une simple viscosité, et la courbe se fermerait-elle si on maintenait longtemps l'élément à la température finale (identique à la température initiale)? ou bien y a-t-il une véritable hystérésis? les nombres donnés tendraient peut-être à faire adopter cette dernière conclusion; mais elle ne s'impose pas.

R. Paillot.

WIEDEMANN'S ANNALEN.

T. LXI ; n° 5, 1897.

C.-M. GORDON. — Ueber Messung der Polarisationscapacität (Sur une mesure de la capacité de polarisation). — P. 1-29.

L'auteur a adopté, pour la mesure des capacités de polarisation, le dispositif suivant, proposé par M. Nernst dans un mémoire qui a été analysé dans ce Journal [1].

Dans un pont de Wheatstone, deux branches contiguës sont formées de résistances métalliques w_3, w_4 ; la troisième porte l'auge à électrolyse contenant les électrodes dont on veut étudier la capacité de polarisation (l'une des électrodes pouvant, par exemple, être très grande par rapport à l'autre) ; la quatrième comprend un condensateur de capacité c_1 et une résistance w_1 (résistance liquide variable terminée par de larges électrodes). Le pont est traversé par un courant alternatif, et on se sert du téléphone pour établir l'équilibre.

L'auge à électrolyse doit se comporter par rapport au courant alternatif comme une capacité unique c_2, jointe à une résistance w_2. Le calcul conduit aux deux équations de conditions suivantes qui doivent être satisfaites dans le cas de l'équilibre

$$\frac{c_2}{c_1} = \frac{w_1}{w_2} = \frac{w_3}{w_4}.$$

---

[1] Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 411 ; 1896.

M. Gordon a d'abord vérifié que ces deux équations étaient réellement satisfaites lorsque le téléphone donne le son minimum. Mais il a constaté que cette méthode n'est applicable qu'à condition d'employer un courant de densité très faible ; dans ce cas seulement, en effet, la polarisation est un phénomène réversible, et la force électromotrice de polarisation est rigoureusement donnée par l'équation de Kohlrausch :

$$e = \frac{1}{c}\int \mathrm{I}dt,$$

sur laquelle on s'appuie dans le calcul (1). D'ailleurs, en dépassant une certaine intensité de courant, le minimum du téléphone devient mauvais.

L'auteur a constaté aussi que la valeur obtenue pour la capacité de polarisation est indépendante de la fréquence du courant employé. Sur ce point, il est en désaccord avec M. Wien (2), et il se propose de rechercher l'explication de ce désaccord.

Voici les principaux résultats de ce travail :

1° *Électrodes de mercure.* — La capacité dépend essentiellement de la teneur en ions de mercure de la solution, et croît avec elle.

2° *Électrodes de platine.* — La capacité dépend, d'une part, des quantités d'hydrogène et d'oxygène inclus dans les électrodes et, d'autre part, de la concentration de l'électrolyte.

a. Électrodes en platine platiné. — La capacité décroît à partir de l'immersion des électrodes, vite d'abord, puis plus lentement par la suite. Elle est notablement accrue par polarisation avec l'oxygène et énormément par polarisation avec l'hydrogène ; elle dépend très peu des quantités d'oxygène et d'hydrogène dissoutes dans l'électrolyte ; enfin, elle varie considérablement avec la concentration de l'électrolyte, croissant en même temps qu'elle.

b. Électrodes en platine poli. — La capacité est beaucoup moindre que dans le cas précédent. La polarisation par l'oxygène ou par l'hydrogène accroît considérablement la capacité, qui diminue rapidement après polarisation par l'hydrogène et plus lentement après polarisation par l'oxygène.

Enfin, M. Gordon a recherché si sa disposition expérimentale se

(1) Voir à ce sujet l'analyse d'un mémoire de Wien, *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 417 ; 1896.

(2) *Loc. cit.*

prête à des mesures exactes des résistances liquides. Il a trouvé que les valeurs des résistances ainsi mesurées sont exactes quand on se sert d'électrodes en platine platiné et légèrement trop grandes avec des électrodes en platine poli.

H. BAGARD.

U. SEILER. — Ueber Oscillationen bei der Ladung von Condensatoren und ihre Anwendung zur Bestimmung des Selbstpotentials beliebiger Leitersysteme. (Sur les oscillations pendant la charge des condensateurs et leur application à la mesure de la self-induction de systèmes conducteurs quelconques). — P. 30-54.

Recherches analogues à celles de M. Tallquist, résumées dans ce volume, p. 218.

On y trouve de nombreuses données numériques.

La formule $T = 2\pi \sqrt{LC}$ qui donne la période T en fonction de la self-induction L, et de la capacité C du circuit, est vérifiée avec une approximation de quelques centièmes : la self-induction était calculée suivant la méthode de Maxwell, d'après la forme de la bobine ; le condensateur était le condensateur Carpentier ayant une capacité de 0,1 à 1 microfarad.

Cette vérification très suffisante de la formule Thomson conduit l'auteur à employer sa méthode pour mesurer des self-inductions inconnues par la détermination de la période d'oscillation dans un circuit de capacité connue.

Le décrément logarithmique des oscillations, déduit directement des amplitudes de deux oscillations consécutives, est notablement supérieur au décrément calculé d'après la formule de Thomson, si on prend comme résistance la résistance mesurée pour courants continus ; cette dernière étant plus faible que la résistance réelle du circuit pendant le phénomène, on voit que, qualitativement du moins, la théorie des décharges de Thomson est encore vérifiée.

Le mémoire se termine par une étude expérimentale d'oscillations déformées par la présence d'étincelles dans le circuit.

R. SWYNGEDAUW.

C. FROMME. — Ueber die Wirkung von Erschutterung und Erwärmung auf den Magnetismus (Sur l'action des chocs et de l'échauffement sur l'aimantation). — P. 55-78.

On communique à un barreau de fer un moment magnétique permanent déterminé P, en le plaçant suivant l'axe d'une bobine par-

courue par un courant intense. On réduit ce moment à une valeur plus petite bien déterminée *p* d'une façon brusque ou progressive, soit par des chocs plus ou moins violents, soit par torsion ou flexion, soit par des courants inverses, soit par échauffement ; puis on réaimante le barreau par une force magnétisante très faible par rapport à la première et toujours la même. L'expérience montre que cette nouvelle aimantation produit en général un moment magnétique différent suivant la façon dont on a réduit le moment P à la valeur *p*.

R. SWYNGEDAUW.

A. LAMPA. — Ueber die Brechungsquotienten einiger Substangen für sehr kurze electrische Wellen (Sur les indices de réfraction de quelques substances pour les vibrations électriques de très courtes longueurs d'onde). — P. 79-88.

On mesure par la méthode du prisme l'indice de réfraction pour les vibrations d'une longueur d'onde de 1 millimètre environ, déterminée par un réseau.

On expérimente sur le soufre, la paraffine, l'essence de térébenthine, la glycérine, l'eau, l'alcool. Excepté l'eau et l'alcool, les substances étudiées présentent une dispersion anormale entre les nombres des vibrations $37.510.10^6$ et $75.000.10^6$.

R. SWYNGEDAUW.

VOLLER ET WALTER. — Mittheilungen über einige Versuche mit Röntgenstrahlen (Communication sur quelques recherches avec les rayons de Röntgen). — P. 88-105.

Dans un tube à vide traversé par des décharges, en même temps que le dégagement de chaleur diminue, l'émission des rayons X devient plus intense.

A action photographique directe égale (sur une plaque sans interposition de substance autre que l'air), les rayons Röntgen traversent d'autant mieux les substances solides que le vide du tube est poussé plus loin.

L'indice de réfraction des rayons pour le diamant ne diffère de l'unité que d'une quantité inférieure à 0,0002 ; on en tire par la formule de dispersion d'Helmholtz que la longueur d'onde est plus petite que la 1/600 partie du λ jaune.

Les rayons X ne sont pas déviés par l'aimant. Le pouvoir diffusif des substances pour ces rayons présente une relation avec les

groupes des systèmes de classification périodiques des éléments de Lothar Meyer.

R. SWYNGEDAUW.

A. WINKELMANN. — Ueber die Elasticitätscoefficienten verschieden zusammengesetzter Gläser in irher Abhängigkeit von der Temperatur (Sur les variations avec la température des coefficients d'élasticité de différents verres composés). — P. 105-141.

L'auteur étudie la flexion des barres de verre portées à leurs extrémités sur deux couteaux et sur lesquelles sont fixés au moyen de supports convenables deux prismes à réflexion totale. Ces derniers sont disposés de telle façon que le rayon sortant du dernier prisme soit parallèle au rayon incident. On conçoit dès lors que, la barre de verre éprouvant une flexion, le rayon sortant de l'appareil marque cette déformation par son déplacement. De plus, grâce à ce dispositif, la barre de verre et l'appareil indicateur des déplacements peuvent être disposés dans une enceinte que l'on chauffe jusqu'aux températures de 500°.

Dans les expériences, il est nécessaire de tenir compte de la modification permanente élastique (*elastische Nachwirkung*) qui, pour certains verres, prend une grande valeur dès que la température s'élève. L'auteur donne un exemple net de cette influence de la modification permanente avec un verre à base de plomb porté à 237° et supportant une charge de 3 kilogrammes. Pour avoir des expériences comparables, il faut ne maintenir la charge qu'un temps très court.

Sans entrer dans le détail des expériences et de la composition des nombreux verres employés, résumons les principaux résultats : La formule indiquant la variation des coefficients d'élasticité avec la température est la suivante :

$$E_t = E_{20} \{ 1 - \alpha (t - 20)^\beta \}$$

où α et β sont des constantes qui dépendent de la nature des verres mis en expérience.

Si on tient compte de la composition des divers verres, on peut énoncer le résultat général suivant :

L'addition simultanée de grandes quantités de Na^2O et de K^2O augmente la variation des coefficients d'élasticité avec la température : mais si, en même temps, on ajoute de l'acide borique, on atténue de nouveau cette variation.

L. MARCHIS.

J.-A. GROSHANS. — Ueber correspondirende Temperaturen bei gleichen Dampfdrucken (Sur les températures correspondantes à des tensions de vapeurs égales entre elles). — P. 142-150.

Dans ce mémoire, l'auteur expose comment il est conduit à rechercher une formule donnant les températures d'ébullition de tous les corps sous la pression de 760 millimètres de mercure, par exemple.

Soit un composé de formule $C^pH^qO^r$: désignons par B la somme $p+q+r$ et par A le poids moléculaire du composé : soit enfin T la température absolue d'ébullition du corps, sous la pression de 760 millimètres de mercure. Si on calcule pour un grand nombre de corps l'expression :

$$T\frac{B}{A},$$

on trouve que l'on a :

$$T\frac{B}{A} = 27{,}801\sqrt{x},$$

x étant un nombre entier ou fractionnaire simple. En particulier, si on applique la formule précédente à l'eau, on trouve :

$$T\frac{B}{A} = 62{,}2, \text{ et par suite } x = 5.$$

Si dès lors on connaît la température d'ébullition d'un corps [*cps*] sous la pression p et de l'eau [*aq*] sous la même pression p, on voit facilement que la valeur de x à prendre dans ce cas est donnée par la formule :

$$\sqrt{x} = \frac{T_p\,(cps)}{T_p\,(aq)} \cdot \frac{B}{A} \cdot \frac{18}{3}\sqrt{5}$$

Toutes ces formules ne reposent d'ailleurs sur aucune base théorique : elles sont purement empiriques.

L. Marchis.

MAX WIEN. — Ueber Rückwirkung eines resonirenden Systems (Sur la réaction d'un système résonnant). — P. 151.

Mémoire théorique s'appliquant à l'élasticité, l'acoustique et l'électricité.

Les effets réciproques de l'excitateur et du résonateur y sont traités d'une façon très claire et très complète.

R. S.

R. SKUTSCH. — Ueber die Bewegung eines gespannten Fadens welcher geschwungen ist, durch zwei feste Punkte mit einer constanten Geschwindigkeit zu gehen, und zwischen denselben in Transversalschwingungen von geringer Amplitude versetzt wird (Sur le mouvement d'un fil tendu qu'on oblige à glisser avec une vitesse constante en passant par deux points fixes, et auquel on imprime entre ces deux points des vibrations transversales de faible amplitude). — P. 190-195.

Calcul de la période du nouveau mouvement, et étude de la forme variable que prend la courbe dessinée par le fil.

B.

I. FRÖHLICH. — Notiz über den Wärmeausdehnungscoefficienten des weissen Marmors aus Carrara (Note sur le coefficient de dilatation du marbre blanc de Carrare). — P. 206-207.

Le coefficient de dilatation moyen du marbre blanc de Carrare a pour valeur, entre 15° et 100°,

$$0{,}0000117 \pm 0{,}00000025$$

L. Marchis.

G. JAUMANN. — Hahnloser Regulator für automatische Quecksilberluftpumpen (Régulateur sans robinets pour les pompes automatiques à mercure). — P. 204-205).

Se reporter à la figure schématique de la note de M. Jaumann.

H. STADTHAGEN. — Untersuchungen über die Abhängigkeit der Längeänderung von Holzstäben, von Feuchtigkeit und Temperatur (Recherches sur la variation de longueur de barres de bois sous l'influence de l'humidité et de la température). — P. 208-223.

L'auteur s'est proposé de rechercher, au point de vue des mesures géodésiques :

1° Comment on pourrait diminuer l'influence de l'humidité sur les règles de bois;

2° Comment varie la longueur de ces règles avec l'état hygrométrique de l'air et avec la température.

Des recherches analogues avaient été faites en 1883-1884 par le colonel français Goulier : elles avaient été reprises par le Dr Œrtel en 1893 et après lui par l'amiral autrichien von Kalmar, par le

D[r] Helmert de Berlin et enfin par le lieutenant-colonel Lehrl, du génie autrichien. Les résultats de ces travaux ont été résumés avec soin dans une note de M. Ch. Lallemand présentée à l'Académie des Sciences, le 24 mai 1897.

Le présent travail de M. Stadthagen porte sur des règles en bois de sapin traitées de manières différentes :

1° Règles brutes, frottées avec soin avec du papier de verre fin.

2° Règles plus ou moins imprégnées d'un vernis d'huile de lin;

3° Règles vernies quatre fois avec du vernis d'huile de lin;

4° Règles imprégnées de vernis d'huile de lin, puis vernies quatre fois avec une dissolution de gomme laque dans l'alcool.

L'auteur arrive à la conclusion suivante :

Une règle de 1 mètre varie de 0,01 mm., lorsque l'état hygrométrique de l'air subit une variation de 1 pour cent.

En terminant, l'auteur propose l'emploi, pour les appareils de nivellement, de l'alliage de nickel et de fer trouvé par M. Ed. Guillaume.

L. Marchis.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE

Philosophical Magazine.

5e série, t. XLIV, juillet 1897.

W.-C. Dampier. — *Le pouvoir ionisant des dissolvants*, p. 1.

VI. Novak. — *Conductibilités électriques spécifiques et points de congélation de solutions d'eau dans l'acide formique*, p. 9.

W.-C. Craig Henderson et J. Henry. — *Expériences sur le mouvement de l'éther dans un champ électro-magnétique*, p. 20.

T.-A. Garrett et W. Lucas. — *Un téléphone fonctionnant par l'élasticité du nickel* (A Nickel Stress telephone), p. 26.

Lord Rayleigh. — *Sur l'incidence d'ondes électriques aériennes sur de petits obstacles en forme d'ellipsoïdes ou de cylindres elliptiques, et sur le passage d'ondes électriques à travers une ouverture circulaire dans un écran conducteur*, p. 28.

W. Sutherland. — *Transpiration thermique et mouvement radiométrique*, p. 42.

P. Zeeman. — *Doublets et triplets dans le spectre produit par des forces magnétiques extérieures*, p. 55.

W.-A. Price. — *Courants alternatifs dans des câbles concentriques*, p. 61.

R. Appleyard. — *Formation de couches minces de mercure par un procédé électrique*, p. 74.

J. Rose-Innes. — *Les isothermes de l'isopentane*, p. 76.

F.-L.-O. Wadsworth. — *Sur les conditions qui déterminent l'efficacité optique finale des méthodes pour observer de petites rotations; et sur une méthode simple pour doubler l'exactitude de la méthode du miroir et de l'échelle*, p. 83.

G. Johnstone Stoney. — *Sur la preuve d'un théorème relatif au mouvement des ondes*, p. 98.

J. Carruthers Beattie. — *Sur l'électrisation de l'air par l'uranium et ses composés;* avec une note de lord Kelvin, p. 102.

A.-A. Michelson. — *Radiation dans un champ magnétique*, p. 109.

W. Watson. — *Instrument pour la comparaison des thermomètres*, p. 116.

J.-S. Ames et W. J. Humphreys. — *Note sur l'effet de la pression sur les séries dans le spectre d'un élément*, p. 119.

Byron Briggs Brackett. — *Effets de la tension et de la qualité du métal sur les changements de longueur produits dans des fils de fer par l'aimantation*, p. 122.

The Journal of physical Chemistry.

T. I, n° 9; juin 1897.

J.-E. Trevor. — *Variance des systèmes osmotiques*, p. 537.

S.-F. Taylor. — *Étude des lois de masse*, III, p. 542.

J.-M. Talmadge. — *Solubilité des solides dans les vapeurs*, p. 547.

D. Tommasi. — *Commentaires de la note de R. Franchot ayant pour titre* « hydrogène naissant », p. 555.

W.-D. Bancroft. — *Note*, p. 556.

Wiedemann's Annalen.

T. LXI, n° 6; 1897.

G. Meyer. — *Constante de diffusion de quelques métaux dans le mercure*, p. 225.

H. Siedentopf. — *Sur les constantes capillaires de métaux fondus*, p. 235.

G. Quincke. — *Critique moderne des mesures de constantes capillaires de liquides, et cohésion spécifique des métaux fondus*, p. 267.

L. Holborn. — *Sur l'aimantation de l'acier et du fer par de petites forces*, p. 281.

R. Apt. — *Sur l'influence de l'excitation primaire sur la forme et l'intensité des vibrations électriques dans le système de Lecher*, p. 293.

W. Arnold. — *Sur la luminescence*, p. 314.

J. Precht. — *Recherches sur les rayons cathodiques et les rayons de Röntgen*, p. 330.

J. Pauer. — *Absorption de rayons ultraviolets par les vapeurs et les liquides*, p. 363.

J. Traube. — *Extension de la loi de Boyle-Van der Waals-Gay-Lussac aux liquides homogènes*, p. 380.

J. Traube. — *Sur la cinétique des liquides*, p. 391.

J. Traube. — *Extension de la loi d'Avogadro aux liquides homogènes*, p. 396.

E. Gumlich. — *Sur la construction de lampes à arc d'Arons, à amalgame*, p. 401.

H.-W. Vogel. — *Sur la mesure de l'éclat de la lumière du jour*, p. 408.

M. Eschenhagen. — *Valeur des éléments magnétiques à Postdam pour l'année* 1896, p. 411.

F. Neesen. — *Changement du lieu d'écoulement du mercure dans les machines pneumatiques à écoulement de mercure*, p. 414.

N° 7, 1897.

F. Kurblaum. — *Sur une disposition bolométrique pour le rayonnement entre des corps de température très peu différente; mesure de l'absorption des ondes de grande longueur dans l'acide carbonique*, p. 417.

W. Duane et W. Stewart. — *Sur l'action amortissante du champ magnétique sur des isolateurs tournants*, p. 436.

J. Elster et H. Geitel. — *Relations du courant photoélectrique avec l'angle d'incidence et la direction de vibrations de la lumière excitatrice; sa relation avec l'absorption de lumière à la cathode*, p. 445.

P. Drude. — *Méthode pour la mesure des constantes diélectriques et de l'absorption électrique de petites quantité des substance, au moyen des ondes hertziennes dans les fils*, p. 466.

L. Cellier. — *Conductibilité du charbon pour la chaleur et l'électricité*, p. 511.

A. Heydweiller. — *Contraction par la solidification de diverses substances organiques*, p. 527.

A. Heydweiller. — *Quelques remarques sur la décharge par étincelles*, p. 541.

W. Kaufmann. — *Déviation magnétique des rayons cathodiques; sa variation avec le potentiel de décharge*, p. 544.

M.-E. Malthy. — *Méthode pour déterminer la période des oscillations électriques*, p. 553.

F.-A. Weihe. — *Chaleur d'hystérésis du fer dans des champs magnéiques alternatifs*, p. 578.

J. Beckenkamp. — *Relations entre les propriétés électriques, chimiques et géométriques des cristaux*, p. 597.

F.-L. O. Wadsworth. — *Sur le pouvoir séparateur des lunettes et des spectroscopes par des lignes de largeur finie*, p. 604.

P. Drude. — *Remarques sur le mode d'action de la disposition de fils employés par Lecher*, p. 631.

C.-A. Mebius. — *Une démonstration de la pression électrique*, p. 638.

SUR LE PHÉNOMÈNE DE L'ARC ÉLECTRIQUE ;

Par M. A. BLONDEL.

On sait qu'il y a une très grande différence de potentiel (25 volts au moins en général) entre les deux crayons pendant le fonctionnement de l'arc électrique. Cette différence de potentiel u croît assez rapidement avec la longueur de l'arc, et suivant une loi à peu près linéaire :

$$u = a + bl, \tag{1}$$

proposée d'abord par Edlund en 1867 [1] et à laquelle Mme H. Ayrton [2] a donné récemment une forme plus précise et plus satisfaisante.

La plus grande partie de la chute de potentiel a son siège au passage du cratère positif, autant qu'on peut s'en assurer en mesurant la différence de potentiel entre le charbon positif et une baguette de charbon plongeant dans l'arc tout près de la surface du cratère.

Deux hypothèses principales peuvent être faites pour expliquer cette différence de potentiel très grande entre les électrodes :

Première hypothèse. — Le courant rencontre de grandes résistances, notamment à son passage du charbon solide à l'arc gazeux, d'où résulte une forte chute de potentiel. Les phénomènes thermo-

(1) EDLUND, *Pogg. Ann.*, 131, p. 536, 1867 ; 133, p. 353, 1868 ; 134, p. 250, 337, 1868 ; 139, p. 353, 1870 ; — *Wied. Ann.*, 15, p. 514, 1882. — Voir aussi *Philosoph. Mag.*, 1re série, 36, p. 358, 1868 ; — et *Ann. de Chim. et de Phys.*, 4e série, 3, p. 450, 1867.

La formule d'Edlund a été admise également par FRÖHLICH, *Elektrot. Zeits.*, Berlin, 1883, p. 150 ; — PRUKERT, *Zeitsch. für Elektrot.*, Wien, 1885, p. 111 ; — UPPENBORN, *Cal. für Elektrot.*, 1887, p. 633 ; — CROSS and SHEPARDS, *Proc. of the Am. Ac. of Sciences*, 1886, p. 227 ; — S.-P. THOMPSON, *Soc. of Arts*, 1896 ; — etc.

(2) *The Electrician*, 1895-1896. Voir aussi l'analyse, par M. Hess, dans *l'Eclairage électrique*, 17 octobre 1896, p. 112. Mme Ayrton a donné pour la première fois une loi linéaire qui rend compte, pour des charbons homogènes, de toutes les expériences anciennes aussi bien que des nouvelles. En appelant I l'intensité du courant, u la différence de potentiel entre les électrodes, P la puissance correspondante, l la longueur de l'arc, a, b, c, d quatre constantes qui dépendent de la matière et du diamètre des charbons, cette loi, trouvée expérimentalement, est

$$P = (a + bl)\,I + (c + dl),$$

d'où :

$$u = a + bl + \frac{c + dl}{I}.$$

(*The Electrician*, 25 juillet 1895.)

C'est le terme $a + \frac{c}{I}$ qui représenterait la force contre-électromotrice.

électriques, s'il y en a, sont négligeables par rapport à la différence de potentiel dont il s'agit, de sorte que l'arc, qu'elle qu'en soit la nature exacte, est « équivalent » à une résistance simple.

Deuxième hypothèse. — L'arc est le siège d'une force contre-électromotrice très grande, à peu près indépendante de l'intensité du courant et due soit à un effet thermo-électrique au contact entre les charbons et l'arc gazeux, soit à une polarisation des électrodes ; ce qui revient à supposer que l'arc est un phénomène d'électrolyse, par exemple l'électrolyse de l'oxyde de carbone incandescent; la résistance propre de l'arc n'intervient alors que pour un faible appoint dans l'effet considéré.

En appelant R ou R′ la résistance de l'arc, et E la force contre-électromotrice hypothétique, on aurait dans la première hypothèse:

$$u = RI, \tag{2}$$

et dans la seconde :

$$u = E + R'I. \tag{3}$$

La deuxième hypothèse, c'est-à-dire l'existence d'une force contre-électromotrice de polarisation, est encore à peu près universellement admise comme une explication commode du terme constant (ou à peu près constant) de l'équation (1); on invoque, pour l'appuyer, l'expérience d'Edlund (1), à laquelle ses contradicteurs Luggin (2), Lecher (3) et Stenger (4), n'ont pu en opposer une autre suffisamment nette en sens inverse, et des expériences plus récentes de von Lang (5) et de Arons (6) qui concluait encore, l'année dernière, à la présence d'une force électromotrice de près de 20 volts.

En réalité, aucune de ces expériences n'a été faite avec la rigueur nécessaire pour permettre d'en tirer une conclusion dans un sens ni

---

(1) Edlund, *loc. cit.*

(2) Luggin, *Wien. Ber.*, 98, p. 1198; 1889. Comme l'a remarqué Stenger, le résultat négatif obtenu par cet auteur peut provenir simplement de l'intervalle trop grand qui s'écoule entre l'extinction de l'arc et la mesure de la force électromotrice.

(3) Lecher, *Wied. Ann.*, 33, p. 609, 1888. La méthode employée par cet auteur manquait de sensibilité; elle repose, d'autre part, sur le désamorcement d'une dynamo, qui n'est jamais instantané.

(4) Stenger, *Wied. Ann.*, 45, p. 33; 1892. La méthode de Stenger, qui n'est que celle de Lecher perfectionnée, ne présente pas encore une instantanéité suffisante pour être probante; les résultats en ont été d'ailleurs contredits par Arons (*loc. cit.*).

(5) Von Lang, *Wien. Ber.*, II, 91, p. 814, 1885 ; — II, 95, p. 84, 1887.

(6) Arons, *Wied. Ann.*, 30, p. 95, 1887 ; — 57, p. 185, 1896.

dans l'autre. *A priori*, la seule explication possible me paraît être la première pour les motifs suivants :

1° On peut invoquer, d'une part, l'invraisemblance de l'existence dans l'arc d'une force électromotrice décuple de celle des plus puissants couples électrochimiques, et *a fortiori* thermo-électriques; d'autre part, l'impossibilité, établie par un beau travail de M. Blondlot, d'entretenir une polarisation sur des électrodes en présence de gaz incandescents (1) ;

2° En second lieu, j'en ai donné une preuve indirecte par l'étude de l'arc à courants alternatifs (2) ; les formes des courbes périodiques du courant et de la différence de potentiel aux bornes montrent que la résistance de l'arc est variable avec le courant; mais, en général, le courant s'annule en même temps que cette différence ou un peu après, tandis que l'existence d'une force contre-électromotrice analogue aux forces contre-électromotrices de polarisation dans les électrolytes impliquerait un décalage en avance. La seule polarisation qu'on puisse supposer dans ces conditions serait une polarisation se produisant et disparaissant instantanément et variant proportionnellement au courant; si elle existe, elle ne diffère donc pas d'une résistance au point de vue des effets apparents qu'elle produit ;

3° Enfin, je compléterai cette démonstration par les résultats d'expériences directes exécutées dans ce but d'après une méthode nouvelle (3).

Cette méthode consiste à interrompre périodiquement, à des intervalles très rapprochés et pendant des instants très courts, le circuit d'un arc alimenté par un courant constant, et à réunir pendant chaque interruption les deux charbons à un galvanomètre ; ces opérations sont faites par un commutateur tournant dont la *fig.* 1 indique la disposition, ainsi que le montage des circuits et des appareils.

Le commutateur T, entraîné par un moteur à courant continu à vitesse constante, est formé d'un noyau en ébonite sur lequel sont placées deux bagues b et b' en cuivre, dont l'une, b, est plus large que

(1) Un travail plus récent de Pringsheim (*Wied. Ann.*, 55, p. 507, 1895) tend cependant à contredire cette affirmation.

(2) *Soc. franç. de Physique*, avril 1892 ; — *Congrès des Électriciens de Chicago* ; 1893; — *Lumière électrique*, 30 septembre 1893, p. 612, complété dans *Industrie Électrique*, août 1895.

(3) Ce travail a été exécuté au Laboratoire central d'Électricité avec le concours de M. Letheule.

l'autre ; la bague *b* porte une large échancrure dans laquelle trouvent place une baguette *a* faisant partie de *b'*, et deux plaquettes *c*, *c*, isolées, également en cuivre. Toutes ces parties sont séparées par de solides isolants en mica, et les balais sont eux-mêmes très bien isolés de leur support par de l'ébonite, de sorte que l'isolement entre deux quelconques des balais reposant sur le commutateur et entre chaque balai et la terre a toujours dépassé 5 mégohms. Ce commutateur tourne à une vitesse d'environ 40 tours par seconde, et l'échancrure de la bague *b* est d'environ 1/5 de la circonférence.

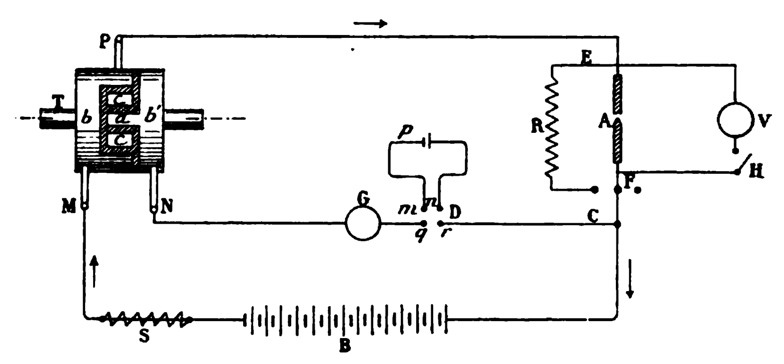


Fig. 1. — *Disposition des appareils:* T, commutateur tournant ; M et P, balais principaux ; N, balai du galvanomètre ; B, batterie d'accumulateurs (70 volts) alimentant l'arc ; S, résistance de stabilité sans induction ; G, galvanomètre ; *p*, élément d'accumulateur ; D, commutateur inverseur ; C, interrupteur à deux directions ; A, arc électrique ; E et F, bornes de la lampe ; R, résistance sans induction pouvant être substituée à l'arc ; V, voltmètre ; H, clef du voltmètre.

La lampe à arc est alimentée par une batterie B donnant environ 70 volts de force électromotrice ; le courant traverse successivement une résistance de stabilité S, le commutateur entre les balais M et P, par l'intermédiaire de la bague *b*, la lampe EF et l'interrupteur *c*. A chaque tour il est interrompu pendant $\frac{1}{5} \times \frac{1}{40} = \frac{1}{200}$ de seconde par le passage de l'échancrure de la bague *b* sous le balai P ; l'étincelle de rupture se fait sur la pièce isolée *c*. Ces interruptions étant très courtes et très rapprochées, l'arc présente une parfaite stabilité et ne se distingue pas d'un arc ordinaire à courant continu.

Le régime étant bien réglé, on établit une connexion entre *q* et *r*, de façon que l'arc se trouve fermé en court circuit sur un galvano-

mètre G suffisamment sensible (1) pendant chaque passage de la languette *a* sous le balai P $\left(\frac{1}{600}\text{ de seconde environ}\right)$.

Grâce à cette disposition, on n'a pas à craindre d'influence du refroidissement sur les conditions physiques de l'arc pendant l'extinction (2), ni, par suite, pendant le passage de la languette *a*. S'il y a donc force électromotrice ou polarisation ordinaire, elle peut se traduire par une déviation du galvanomètre et produira une élongation permanente facile à observer.

Une batterie auxiliaire *p*, réduite ordinairement à un seul élément et qu'on intercale dans le circuit du galvanomètre, dans un sens, puis dans l'autre, permet d'apprécier la valeur de cette force électromotrice, en même temps que de vérifier la sensibilité de la méthode ; il suffit, pour cela, de faire deux lectures des déviations ainsi obtenues et de les comparer à celle que donne l'arc seul.

Enfin, on obtient une dernière indication en substituant à la lampe à arc, par la clef C, une résistance R prenant même courant et même voltage et en refaisant la même série de mesures que sur la lampe, de façon à apprécier en quoi diffèrent les phénomènes observés dans les deux cas.

Ces expériences ont été faites dans les conditions les plus variées, avec des arcs longs et des arcs courts, silencieux ou sifflants, des charbons écartés ou au collage, des crayons homogènes (H) ou à âme (A), et les résultats obtenus n'ont présenté aucune différence autre que celle qui provient des régimes choisis eux-mêmes.

La vitesse de rotation a varié également dans de grandes limites, sans aucune différence appréciable ; il est à remarquer seulement qu'il faut une vitesse de l'ordre indiqué plus haut, ou une vitesse supérieure, pour obtenir des régimes d'arcs bien stables et des élongations suffisamment fixes du galvanomètre.

Le tableau suivant résume quelques-unes des séries de chiffres ainsi obtenues, les déviations étant comptées en millimètres de l'échelle transparente à partir d'un zéro repéré chaque fois.

---

(1) Ce galvanomètre était un galvanomètre Deprez-d'Arsonval différentiel, dont l'un des circuits était court-circuité pour assurer une grande fixité du spot. Le circuit utilisé avait une résistance de 128,9 ohms, à laquelle on ajoutait en série une bobine sans induction qui la portait à 3.676 ohms. La résistance de l'arc est négligeable en face de celle là.

(2) C'est faute d'avoir réalisé cette condition qu'aucun des précédents expérimentateurs n'a donné de solution certaine de la question.

Nº de l'expérience	Nature des crayons	Cas de l'arc: Régime de l'arc: Ampères	Volts aux bornes	Déviations du galvanomètre: Arc seul	Arc avec la pile p: sens +	sens —	Cas de la résistance substituée: Régime auquel on soumet la résistance: Ampères	Volts aux bornes	Déviations du galvanomètre: Résistance seule	Résistance avec la pile p: sens +	sens —
1	A. H.	5	35	7	70	— 78	5	34,5	0	71,5	— 75
2	H. H.	8	28	1	75	— 72	8	27,7	— 9,5	66	— 83
3	H. H.	10	18	0	75	— 73	10	18	— 4	73	— 78
4	H. H.	8	18	— 3,5	73	— 75	8	18	— 8	67	— 82
5	H. H.	11	4	1,3	80	— 73	11	4	0,5	76	— 73
6	A. H.	7	20	1	73	— 73	7	20	1	76	74
7	A. H.	7,5	20	2	71	— 74	7,5	20	— 3	71	75
8	A. H.	8	18	— 5	70	— 78	8	17,7	— 6	68	79
9	H. H.	8	19	— 1	72,5	— 77	8,25	17,5	1,2	75,5	73
10	A. H.	6	29	2,5	70	— 75	6	29	2,5	77	74

On voit, en examinant ces chiffres, que les deux déviations produites par une force électromotrice de 2v,25 seulement (force électromotrice de l'accumulateur p) dans le circuit de l'arc sont très grandes par rapport à celles que donne l'arc seul. Ces dernières, ainsi que les différences entre les deux déviations différentes, qui sont de même ordre, ne suivent aucune loi systématique et rentrent dans les erreurs inévitables d'expérience [1].

En tout cas, la plus forte valeur que l'on eût le droit d'assigner à la force électromotrice de l'arc, supposée constante, ne pourrait

(1) Il est à remarquer que le défaut d'isolement ne pouvait introduire que des causes d'erreurs *favorables à l'idée d'une force contre-électromotrice*, puisque tout défaut d'isolement du commutateur ou du galvanomètre donne lieu, d'après le montage, à un courant allant de la gauche à la droite de la batterie, c'est-à-dire dans le sens de celui que produirait une force contre-électromotrice dans l'arc. En fait, le défaut d'isolement donnait bien une déviation facile à mesurer en coupant le circuit d'arc en c, mais qui disparaissait dès qu'on fermait la clé C. Cette déviation mesurée au voltage de l'arc était, du reste, très faible : 3 à 5 divisions par exemple dans les séries 5, 9, 10 ; 5 à 10, dans les autres.

Quant à l'isolement entre les bornes E et F, voltmètre compris, il n'est jamais descendu au-dessous de 500.000 ohms : la résistance d'isolement en ce point ne jouait du reste que le rôle d'un shunt constant par rapport au galvanomètre et ne pouvait modifier les lectures.

dépasser :

$$\frac{5}{70} \times 2{,}25 = 0{,}16 \text{ volt},$$

et non 20 ou 30 volts, comme on l'admet d'ordinaire.

Si l'on préférait admettre l'existence d'une polarisation fixe, la capacité de polarisation correspondant à l'effet observé devrait avoir une valeur x, au plus égale à celle qui, en supposant la décharge effectuée à régime constant en 1/600 de seconde, donnerait la même élongation que la force électromotrice 0,16 volt, agissant sur la résistance de 3.676 ohms. D'où l'inégalité :

$$\frac{20 \times x \times 10^{-6}}{\frac{1}{600}} < \frac{0{,}16}{3676},$$

d'où :

$$x < 0{,}0324 \text{ microfarad} ;$$

en admettant pour le cratère une surface de 0,8 centimètre carré environ, la capacité de polarisation serait de 0,04 microfarad par centimètre carré, soit environ 400 fois moins que la plus faible capacité connue pour les électrolytes liquides, ce qui est peu vraisemblable [1].

D'autre part, lorsqu'on remplace l'arc par une résistance métallique non inductive et déterminée de façon à reproduire précisément le même régime de courant et de voltage aux bornes, on retrouve des déviations presque identiques à celles obtenues dans le cas de l'arc et qui sont celles que donne la loi d'Ohm.

Cette complète identité, qui persiste lorsqu'on fait varier le nombre des éléments de la petite batterie p, constitue la démonstration de la proposition énoncée plus haut : que l'arc est équivalent à une résistance.

Conclusions. — Il me paraît définitivement établi par ces mesures que l'arc électrique se comporte sensiblement comme une résistance et ne présente pas, au sens ordinaire du mot, de force contre-électromotrice comparable à la différence de potentiel observée [2]; il

(1) Je dois cette remarque à la bienveillance de M. Bouty.

(2) Ce n'est pas à dire que cette résistance soit de la nature même des résistances ordinaires, mais elle produit des effets équivalents ; si la partie de cette résistance qu'on observe au passage du cratère à l'arc provenait, comme on l'a dit plus haut, d'une polarisation proportionnelle au courant et instantanée, celle-ci ne saurait être distinguée expérimentalement d'une résistance.

n'est donc pas dû à un phénomène d'électrolyse. Au degré de précision obtenu, on peut même assurer que, s'il subsiste une force électromotrice résiduelle due aux effets thermo-électriques, elle ne saurait dépasser une fraction de volt.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES ACTINOMÈTRES ÉLECTRO-CHIMIQUES,

Par M. H. RIGOLLOT [1].

Quand deux lames métalliques identiques sont placées dans un liquide, l'une éclairée, l'autre maintenue dans l'obscurité, on observe entre ces deux lames une certaine différence de potentiel, variable suivant les conditions de l'expérience; c'est E. Becquerel qui, en 1839, a mis ce fait en évidence. Ce savant et les nombreux physiciens qui, depuis, se sont occupés de cette question ont surtout fait porter leurs recherches sur les composés halogénés d'argent. J'ai pensé qu'il pouvait y avoir quelque intérêt à généraliser ces expériences, et j'ai étudié l'action de la lumière blanche et des diverses radiations constituant cette lumière sur d'autres composés métalliques. J'ai également mis en évidence l'accroissement, quelquefois considérable, de force électromotrice qu'on observe quand la lame éclairée a été préalablement plongée dans une solution colorée. J'ai, enfin, indiqué dans quelles limites les phénomènes observés pouvaient donner lieu à des applications pratiques.

Ces recherches se divisent donc en trois parties:

1° Étude des lames non teintes; 2° étude des lames teintes; 3° applications.

Toutes les expériences ont été faites avec des appareils de construction analogue. Deux lames métalliques ayant $0^{mm},5$ d'épaisseur, de 8 à 10 centimètres de longueur et quelques millimètres de largeur, sont rendues sensibles sur l'une de leurs faces, l'autre face étant recouverte de paraffine ou de vernis isolant; ces deux lames sont fixées par un bouchon dans un tube de verre noirci contenant l'électrolyte, formé en général d'une solution aqueuse au $\frac{1}{100}$ d'un

---

(1) Résumé d'une thèse de Doctorat ès sciences physiques, soutenue devant la Faculté des Sciences de Lyon et publiée dans les *Annales de l'Université de Lyon*, en mai 1897.

sel alcalin. On enlève dans le sens des génératrices, sur une largeur de 5 millimètres, le noir appliqué, afin de laisser tomber la lumière sur la lame en expérience; on a ainsi un actinomètre.

Les sources lumineuses employées ont été le gaz, l'arc électrique et la lumière solaire ; ces deux dernières exclusivement employées pour former un spectre.

Les expériences ont porté sur des lames de cuivre recouvertes d'oxyde, de sulfure, de fluorure, de chlorure, de bromure et d'iodure du même métal, sur des lames d'étain oxydé, d'étain sulfuré et sur des lames d'argent sulfuré.

I. — *Lames non teintes.* — L'actinomètre peut être formé de deux lames identiques : on a dans l'obscurité une force électromotrice initiale très faible, quelquefois nulle ; ou d'une lame métallique décapée et d'une lame du même métal sensibilisée ; la force électromotrice initiale est alors assez considérable, mais dans les deux cas l'influence de la lumière est toujours la même : à un certain éclairement correspond pour un actinomètre un accroissement déterminé de force électromotrice.

Que la lame soit recouverte d'une couche d'oxyde, de sulfure ou de tout autre composé, la force électromotrice développée par la lumière est très variable pour un même composé, suivant l'état de ce dernier; l'expérience seule indique les conditions à réaliser dans la préparation des lames pour obtenir la sensibilité maximum : ainsi, pour les lames de cuivre oxydé, le même éclairement développe une force électromotrice variant de 5 à 200×10^{-3} volts, suivant le degré d'oxydation.

Une augmentation de température diminue toujours l'accroissement de force électromotrice.

En étudiant un actinomètre dans le spectre, on constate qu'il présente une sensibilité maximum pour une radiation parfaitement déterminée, les autres radiations affectant beaucoup moins l'actinomètre; la valeur de ce maximum, mais non sa position, dépend de l'état de la lame. Le maximum de sensibilité a lieu pour une radiation quelconque; il se montre aussi bien dans l'infra-rouge ($\lambda = 1^{\mu},04$, sulfure d'argent) que dans la partie ultra-violette du spectre (cuivre fluoruré), et sa position ne dépend que de la nature de la lame éclairée. L'expérience a montré que les phénomènes ne sont pas dus à des causes thermiques.

II. — *Lames teintes.* — Dans les recherches [1] sur l'accroissement de force électromotrice observé sous l'action de la lumière quand les composés du cuivre précédemment étudiés ont été traités par certaines matières colorantes, on s'est servi de matières colorantes artificielles analogues ou identiques à celles qu'on emploie pour sensibiliser les plaques photographiques pour certaines radiations. C'est par simple immersion des lames sensibles dans ces solutions très peu concentrées qu'on augmente beaucoup leur sensibilité en général, mais surtout pour certaines longueurs d'onde dépendant du choix de la matière colorante. Afin de se rendre compte de l'effet produit par une matière colorante donnée, on étudie d'abord les lames non teintes, formant actinomètre, à la lumière du gaz; puis dans le spectre, une fois les lames teintes, les mêmes expériences sont répétées. En prenant le rapport des forces électromotrices trouvées dans les mêmes conditions, on a l'accroissement de force électromotrice due à la matière colorante.

Les solutions de ces matières colorantes ont été étudiées au spectrophotomètre Gouy, et leur courbe d'absorption tracée, afin de connaître exactement la position, dans le spectre, du minimum de lumière transmise et de rechercher, dans la suite, si la longueur d'onde pour laquelle l'accroissement de force électromotrice était maximum correspondait ou non au maximum d'absorption. Les matières colorantes employées sont : violet de formyle, violet de méthyle, bleu soluble, cyanine, vert malachite, vert brillant, jaune de mélanite, safranine, éosine, érythrosine.

L'augmentation de sensibilité due à une matière colorante ne dépend pas de l'électrolyte, mais dépend de l'état de la couche sensible et, dans tous les cas, la matière colorante semble amener au même degré de sensibilité un actinomètre, quelle que soit sa sensibilité initiale. Ainsi le vert malachite essayé sur une série d'actinomètres formés par des lames de cuivre très différentes par leur degré d'oxydation et dont les forces électromotrices variaient de 5 à 200×10^{-5} volt a amené tous ces actinomètres à avoir, dans les mêmes conditions d'éclairement, une force électromotrice d'environ 300×10^{-5} volts.

Dans le spectre la position du maximum de la force électromotrice,

---

[1] H. Rigollot, *Effets des matières colorantes sur les phénomènes actino-électriques* (*Comptes Rendus*, t. CXVI, p. 878 ; 1893).

due à la matière colorante, ne dépend que de cette matière et nullement du composé du cuivre soumis à l'action de la solution colorée. Dans tous les cas, soit que l'on considère l'accroissement de maximum de la force électromotrice ou la force électromotrice maximum observée avec les lames teintes dans la région du spectre voisine de la bande d'absorption, on constate toujours que l'effet produit par la matière colorante a lieu pour des longueurs d'onde plus grandes que celles qui correspondent au maximum d'absorption. Ce fait a été vérifié directement en interposant sur le trajet du rayon lumineux une cuve contenant une solution de la matière colorante même qui a servi à sensibiliser les lames en expérience. On étudie l'actinomètre dans ce faisceau dispersé : on constate toujours que l'actinomètre présente son maximum de sensibilité avant de pénétrer dans la bande obscure qui se projette sur la règle le long de laquelle il se meut, bande due à l'absorption de la matière colorante employée.

III. — *Applications.* — Si on classe les actinomètres étudiés par rapport aux longueurs d'ondes moyennes pour lesquelles la force électromotrice est maximum, en allant des radiations les moins réfrangibles aux radiations les plus réfrangibles, on a le tableau suivant :

Longueurs d'onde.	Actinomètres.		
$\lambda = 1^{\mu},04$	Argent sulfuré.		
660	Etain sulfuré.		
657	Composés de cuivre	teints	au vert malachite.
622	—	—	au violet de méthyle.
620	—	—	à la cyanine.
614	—	—	au violet de formyle.
588	—	—	au bleu soluble.
570	Cuivre bromuré.		
560	Composés du cuivre	teints	à la safranine.
554	—	—	à l'éosine.
540	Cuivre chloruré.		
472	Cuivre oxydé.		
464	Cuivre sulfuré.		
460	Étain oxydé.		
410	Cuivre ioduré.		
Ultra-violet	Cuivre fluoruré.		

Dans tous ces actinomètres la force électromotrice due à un éclairement donné cesse en même temps que cet éclairement ; l'effet est instantané : ces appareils trouveront donc quelque emploi chaque

fois qu'on pourra utiliser ces variations brusques de force électromotrice, par exemple comme récepteur radiophonique ou récepteur commandant un relais pour la télégraphie optique.

Au point de vue photométrique, on trouve les applications les plus intéressantes en se reportant à l'étude dans le spectre des actinomètres à lames teintes ou non: par exemple, quand on voudra comparer un groupe restreint de radiations définies dans deux sources différentes, on choisira un actinomètre présentant un maximum de sensibilité correspondant aux radiations étudiées; l'appareil ne verra, pour ainsi dire, que ces radiations parmi toutes celles émises par les sources. Ce fait même exclut naturellement de la photométrie industrielle l'emploi des actinomètres, car, dans ce cas, on se propose de comparer, au point de vue de l'éclairage, deux foyers lumineux, et l'œil est alors seul juge. Mais on peut avec avantage se servir d'un actinomètre pour la comparaison photométrique de deux sources lumineuses de teintes différentes.

On sait que, se basant sur les travaux de M. Crova, le Congrès des Électriciens, en 1889, s'est arrêté à la résolution suivante:

« Le degré d'incandescence d'une lampe est le quotient des intensités (relatives à la carcel) des radiations de la longueur d'onde $\lambda = 0^{\mu},582$ et des radiations de longueur d'onde $\lambda = 0^{\mu},657$. »

La source étudiée se trouve ainsi définie pour la partie du spectre moins réfrangible que la longueur d'onde $0^{\mu},582$. Si on pouvait faire une troisième mesure dans la partie la plus réfrangible et prendre le rapport de l'intensité dans cette région à l'intensité des radiations voisines de $0^{\mu},582$, on aurait une notion suffisamment précise de la composition de la lumière émise par la source. Ce dernier rapport pourrait s'appeler le *degré actinique* de la source lumineuse.

L'œil étant impuissant à juger de l'intensité des radiations en question, il suffit de choisir un actinomètre sensible aux radiations violettes et ultra-violettes, ainsi qu'aux radiations voisines de $\lambda = 0^{\mu},582$. L'un des actinomètres étudiés présente les conditions requises, c'est l'actinomètre formé avec les lames de cuivre fluoruré et teintes à l'érythrosine. En l'étudiant dans le spectre, on constate en effet qu'il présente deux maxima, l'un vers $0^{\mu},580$, et l'autre, beaucoup plus grand, vers $0^{\mu},380$.

La détermination du degré actinique d'une source lumineuse se fait de la façon suivante : une fente pratiquée dans un carton noir est éclairée successivement par une lampe Carcel et par la source à

étudier, une lentille projette cette fente sur la lame de l'actinomètre. La lampe Carcel éclairant la fente, on place devant l'actinomètre une cuve de 7 millimètres d'épaisseur contenant la solution Crora, on note la force électromotrice développée e, on enlève la cuve, on recommence l'expérience, on note e_1. On éclaire ensuite la fente par la source à étudier et on dispose la source de manière que les rayons traversant la cuve développent la même force électromotrice e, on enlève la cuve et on obtient e_2.

Le *degré actinique* sera donné par $\frac{e_2}{e_1}$.

Par ces quelques exemples on voit le parti que l'on peut tirer des actinomètres étudiés dans ce travail.

EXPLICATION DE QUELQUES EXPÉRIENCES DE M. G. LE BON;

Par M. HENRI BECQUEREL.

Les *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, du 20 avril 1897 [1], contiennent une Note de M. Perrigot dans laquelle, pour rendre compte de certaines expériences de M. G. Le Bon, l'auteur, après des remarques très judicieuses, invoque la transparence de l'ébonite pour la lumière blanche. Le fait de la transparence des lames d'ébonite employées dans ces expériences, pour des radiations actives, est indéniable, mais je me propose de montrer que les phénomènes observés ne sont pas dus à ce que nous appelons *lumière blanche*. c'est-à-dire aux radiations utilisées le plus généralement pour la Photographie, mais aux radiations rouges de l'extrémité la moins réfrangible du spectre et à des radiations infra-rouges pour lesquelles l'ébonite est très transparente.

Une expérience que M. G. Le Bon [2] a décrite, en réponse à la Note de M. Perrigot, ne m'a laissé aucun doute à cet égard, et j'ai immédiatement indiqué l'explication qui va suivre à MM. d'Arsonval, Lippmann et Poincaré. J'en ai vérifié l'exactitude le lendemain par diverses expériences.

Voici d'abord en quoi consiste essentiellement l'expérience de

---

(1) *Comptes Rendus*, t. CXXIV, p. 857, 20 avril 1897.
(2) *Comptes Rendus*, t. CXXIV, p. 892, 26 avril 1897.

M. Le Bon à laquelle je viens de faire allusion : on prend une surface recouverte de sulfure de zinc phosphorescent, on l'expose à la lumière ; puis on la couvre d'une lame d'ébonite sur laquelle on dispose, comme écrans, des objets divers, par exemple une pièce de monnaie, et l'on expose le tout au soleil pendant quelques secondes. En examinant ensuite, dans l'obscurité, la surface primitivement phosphorescente du sulfure de zinc, on trouve qu'elle est presque éteinte, sauf sous la pièce métallique où la phosphorescence est encore très visible. M. Le Bon a cru pouvoir conclure de cette expérience que le métal envoyait des rayons qui excitaient la phosphorescence.

L'explication est toute différente. Ces rayons rouges et infrarouges, envoyés par le soleil, traversent l'ébonite, et, comme on le sait depuis longtemps, éteignent la phosphorescence sur toute la surface lumineuse, sauf aux points qui sont protégés par l'écran métallique ; en ces points, la phosphorescence obtenue par l'illumination préalable ne tombe que lentement, comme elle le fait à l'obscurité, de sorte que l'observation finale montre la silhouette de l'écran se détachant lumineuse sur un fond très notablement obscurci.

J'ai répété l'expérience non seulement avec une lame d'ébonite, mais encore en substituant à cette lame un verre rouge ; les résultats sont exactement les mêmes, et plus intenses avec le verre rouge qu'avec l'ébonite.

Je me suis proposé ensuite de déterminer quelles étaient les radiations transmises au travers de l'ébonite. Je rappellerai qu'il résulte des expériences fort anciennes de mon père, et de celles que j'ai eu l'occasion de publier, que les rayons rouges et infra-rouges déterminent une extinction rapide de la phosphorescence des corps préalablement illuminés, extinction généralement précédée d'une excitation temporaire qui n'est pas visible avec le sulfure de zinc phosphorescent ou blende hexagonale. Si l'on projette un spectre sur la surface d'un sulfure phosphorescent, la région infra-rouge y apparaît en noir sur le fond lumineux, par suite de l'extinction provoquée par les radiations correspondantes, et j'ai montré que cette extinction présentait des maxima et des minima variables, non seulement avec la nature de la source, mais encore avec la nature de la substance phosphorescente dont ils figurent le spectre d'absorption dans cette région.

Pour la blende hexagonale, le spectre d'extinction s'étend

depuis le rouge de la région visible jusque vers la longueur d'onde $1^{\mu},9$, présentant un minimum vers $1^{\mu},1$ et $1^{\mu},2$ et un fort maximum entre $1^{\mu},3$ et $1^{\mu},4$.

Si l'on projette sur un écran de blende hexagonale, préalablement illuminée, un spectre obtenu avec les radiations solaires ayant traversé une lame d'ébonite de $0^{mm},6$ d'épaisseur, on constate l'apparition immédiate de la bande d'extinction infra-rouge de $1^{\mu},3$ à $1^{\mu},8$; puis, au bout de quelques instants, on voit apparaître, un peu moins intense, l'extinction entre les longueurs d'onde $1^{\mu},2$ et le rouge extrême visible, près de A.

En concentrant la lumière solaire avec une lentille, l'œil perçoit des rayons rouges voisins de l'extrémité visible du spectre solaire.

L'ébonite est donc transparente pour les radiations qui éteignent la phosphorescence du sulfure de zinc, et l'explication de l'expérience de M. Le Bon est bien celle que j'ai donnée plus haut.

Si, dans cette expérience, on forme l'écran avec une substance arrêtant les rayons infra-rouges, comme les rayons rouges transmis sont très affaiblis, la silhouette de l'écran apparaît en clair sur un fond éteint; si l'écran est formé d'une substance diathermane, telle que le sel gemme, la totalité de la surface phosphorescente est éteinte, et la présence de l'écran ne se révèle que par les points où il a pu y avoir des réflexions totales. Ainsi que je l'ai dit plus haut, un verre rouge, ou toute substance laissant passer les rayons infra-rouges et arrêtant les rayons lumineux, bleus, violets et ultra-violets, qui excitent la phosphorescence de la blende, donnera les mêmes résultats si on la substitue à l'ébonite.

Cette transparence, bien démontrée, permet de rendre compte dans tous leurs détails des expériences photographiques de M. Le Bon au travers de l'ébonite.

On sait que mon père a montré, dès 1840, qu'une plaque photographique, insensible aux rayons jaunes et rouges, devenait sensible à ces rayons et même aux rayons infra-rouges, lorsqu'elle était exposée pendant un temps très court à la lumière, c'est-à-dire légèrement voilée. Les rayons rouges et infra-rouges *continuent* l'action commencée par la lumière blanche, bleue ou ultra-violette.

Ce phénomène de continuation, découvert avec les plaques daguerriennes, se manifeste avec la plupart des couches photographiques sensibles et, en particulier, avec les plaques au gélatino-bromure d'argent.

Dans les expériences de M. Le Bon, une plaque photographique préalablement voilée (c'est la condition essentielle de réussite des expériences) est exposée sous une lame d'ébonite à l'action des rayons solaires ou autres. Des écrans métalliques placés sur l'ébonite marquent leur silhouette lorsqu'on vient à développer la plaque. Dans ces conditions, la plaque photographique subit au travers de l'ébonite l'action continuatrice des rayons rouges et infra-rouges; les écrans métalliques protègent la plaque contre cette action; si la pose a été relativement courte, le fond apparaît, au développement, plus foncé que la silhouette des écrans; si la pose a été très prolongée, il arrive que, par suite d'un phénomène de renversement bien connu, le fond paraît moins altéré que ne l'a été, dans la région protégée par les écrans, la plaque elle-même au moment de la production du voile préalable.

Les rayons actifs, dans ces expériences de continuation, sont les rayons rouges extrêmes, voisins de A, car les plaques même voilées ne sont sensibles dans l'infra-rouge qu'à une petite distance de la raie A. Comme ces radiations sont très affaiblies par l'ébonite, les poses doivent être relativement très longues, et les phénomènes ne sont aussi nets que grâce à la grande sensibilité des plaques au gélatino-bromure.

Les mêmes phénomènes s'obtiendraient en substituant à l'ébonite un verre rouge.

J'ajouterai qu'une lame d'ébonite de $0^{mm},6$ d'épaisseur, étudiée avec l'appareil de Melloni, laisse passer environ 0,04 de la chaleur obscure émise par une lame de cuivre à 400°, et arrête presque complètement le rayonnement d'une source à 100°.

En résumé, les phénomènes que, d'après des expériences un peu complexes, M. G. Le Bon s'était empressé d'attribuer à une prétendue *lumière noire*, de nature inconnue, sont simplement des effets produits par les rayons rouges ou infra-rouges, dont les propriétés principales sont bien connues depuis plus de cinquante ans.

SUR LA TRANSPARENCE DES VAPEURS AUX RAYONS X;

Par M. Edm. VAN AUBEL.

Dans un travail publié l'année dernière [1], j'ai montré que les vapeurs de chlorure de thallium et de bromure de potassium obtenues

[1] *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 511; 1896.

dans la flamme d'un brûleur de Bunsen sont transparentes aux rayons X, ainsi que la vapeur d'iode.

Il m'a paru intéressant d'examiner si les vapeurs à la température ordinaire étaient également transparentes aux mêmes radiations. A cet effet, je me suis procuré à la fabrique Schott, d'Iéna, deux tubes à réaction à parois minces, ayant chacun près de 2 centimètres de diamètre, en verre le plus transparent aux rayons X. Ces tubes ont été placés contre une plaque photographique enveloppée dans du papier noir et sur le trajet des rayons produits par un tube Colardeau-Chabaud.

L'un des tubes à réaction ne contenait aucune substance, tandis que, dans l'autre, on avait versé quelques gouttes de brome, dont les vapeurs remplissaient à la température ordinaire tout le tube, d'ailleurs fermé par un bouchon de liège.

Sur la plaque photographique, on observe que le brome liquide est absolument opaque, tandis que les vapeurs de ce corps sont extrêmement transparentes, car il n'y a qu'une très faible différence entre l'opacité du tube à réaction vide et celle du tube fortement coloré en brun par les vapeurs de brome. On remarque aussi que la partie supérieure du bouchon de liège qui ferme le tube à réaction est très transparente, tandis que la partie inférieure de ce bouchon, qui a été attaquée par la vapeur de brome, est opaque.

Cette expérience prouve la grande transparence des vapeurs aux rayons X et montre le rôle considérable de l'état physique sur la transparence des corps pour ces rayons.

A l'aide de deux tubes à réaction à parois minces, formés du même verre que les précédents, mais ayant seulement un diamètre de $3^{mm},5$, j'ai vérifié d'ailleurs la grande opacité du brome liquide sous cette épaisseur.

SUR LA RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE DU RÉOSTÈNE;

Par M. Edm. VAN AUBEL

M. W.-T. Glover, de Salford, Manchester, a réalisé, l'année dernière, un nouvel alliage pour résistances électriques auquel il a donné le nom de réostène. Cet alliage, dont la composition exacte reste inconnue, est un acier au nickel; il se brase avec facilité et se soude à la soudure ordinaire.

Les importantes recherches de M. Ch.-Ed. Guillaume [1] sur les qualités des aciers-nickels pour les usages de la métrologie m'engagent à faire connaître les résultats des essais que j'ai entrepris à mon laboratoire sur la résistance électrique du réostène [2].

La densité du nouvel alliage a été déterminée à l'aide de la balance hydrostatique, réduite à l'eau à 4° et au vide; elle est égale à 7,8991.

Pour les mesures des résistances électriques, une longueur suffisante de réostène a été enroulée en spirale dont les deux extrémités ont été soudées à des tiges de cuivre.

La spirale plongeait dans un bain de pétrole; celui-ci était successivement placé dans la glace fondante, dans un grand bac contenant de l'eau à la température du laboratoire, dans de la vapeur d'acétone ou d'alcool éthylique et enfin dans l'eau bouillante.

Avant de faire les mesures, le fil de réostène a été « vieilli ». A cet effet, la spirale étant dans le bain de pétrole, on chauffe celui-ci pendant plusieurs heures dans l'eau bouillante, puis on laisse refroidir lentement et on recommence à nouveau l'opération.

Voici les résultats que nous avons alors obtenus en utilisant un pont de Wheatstone-Kirchhoff cylindrique, modèle du professeur F. Kohlrausch, construit par la maison Hartmann et Braun.

Résistivité du réostène à 0°,44.....	77,07 microhms-centimètres
Coefficient de variation de la résistance électrique avec la température :	+ 0,00119 de 0°,44 à 14°,47 + 0,00116 de 15°,6 à 57° + 0,00114 de 57° à 74°,1 + 0,00098 de 74°,1 à 100°,5

Rappelons les résistivités qui ont été trouvées pour d'autres alliages :

Métaux	Résistivités en microhms-centimètres	Coefficients de température
Maillechort	20,76 à 0°	0,00044
Manganine................	34,0	0
Constantan	50,0	0
Ferro-nickel..............	78,3 à 0°	0,00093
Kruppine..................	85,5 à 20°	0,0007
Mercure liquide...........	94,34 à 0°	0,00072
Fer.......................	9,656 à 0°	0,0030
Nickel....................	12,356 à 0°	0,0050

(1) *Comptes Rendus*, 25 janvier et 5 avril 1897.

(2) Au sujet du réostène, voir aussi Dr J.-A. Harker et A. Davidson, *Report of the British Association for the Advancement of Science*, 63e meeting, Liverpool, 1896.

Ces valeurs montrent que le réostène a une résistivité très grande, supérieure à celle de ses constituants, et présente cette particularité surtout intéressante que le coefficient de température est sensiblement constant entre 0° et 74°. Cette propriété n'existe pas pour d'autres alliages.

Nous avons constaté aussi, en mesurant à nouveau la résistance électrique à 0°, que celle-ci n'avait pas changé ; le réostène ne donne donc lieu à aucun résidu appréciable, comme certains autres alliages. Le réostène fabriqué en fil mince pourra souvent être avantageusement utilisé pour la mesure des températures par la variation de la résistance électrique entre 0° et 74° (1).

RELATIONS ENTRE LA COMPOSITION CHIMIQUE ET QUELQUES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DES LIQUIDES ;

Par M. Edm. VAN AUBEL.

1° *Dilatation des liquides isomères.* — D'après M. Albert Colson, les isomères possèdent à peu près le même coefficient de dilatation.

L'auteur de cette loi cite à l'appui l'ortho, le méta et le paraxylène, l'ortho et le métaglycol (2).

J'ai cherché si cette règle se vérifiait pour d'autres liquides en utilisant les résultats des mesures déjà faites par d'autres expérimentateurs.

Les coefficients de dilatation qui se trouvent dans le tableau suivant sont extraits des *Tables physico-chimiques* de Landolt et Börnstein, 2e édition, p. 107-109 ; Berlin, 1894 :

Substances	Coefficients moyens de dilatation entre 0° et 100°	Observateurs
Orthoxylol C_8H_{10}	0,00106938	Pinette.
Metaxylol	0,00109806	»
Paraxylol	0,00111014	»
Alcool allylique C_3H_6O	0,00119389	Zander.
Acétone	0,00161160	»

(1) Ce travail était déjà remis à l'impression lorsque parut dans les *Comptes Rendus*, 26 juillet 1897, p. 235, un nouveau mémoire de M. Ch.-Ed. Guillaume sur les propriétés des aciers-nickels. Ce physicien, qui a étudié la résistivité de ces alliages entre 20° et 150°, trouve qu'elle varie entre 80 et 90 microhms-centimètres, et peut être représentée en fonction de la température par une fonction du second degré, où le terme du second degré est petit.

(2) Albert Colson, *Essai sur l'isomérie de position*, p. 40 et 67 (*Encyclopédie chimique* de Frémy, t. VIII ; Paris, 1887).

Substances	Coefficients moyens de dilatation entre 0° et 100°	Observateurs
Alcool propylique normal C_3H_8O.	0,00113050	Zander.
» isopropylique............	0,00136049	»
» butylique normal $C_4H_{10}O$.	0,00111144	»
Éther éthylique................	0,00214967	Pierre.
» »	0,00210065	Kopp.
Orthocrésol C_7H_8O..............	0,00084778	Pinette.
Métacrésol.....................	0,00084104	»
Paracrésol.....................	0,00098309	»
Formiate d'éthyle $C_3H_6O_2$........	0,00177048	Kopp.
Acide propionique..............	0,00119877	Zander.
Acétate de méthyle.............	0,00179254	Elsässer.
» »	0,00162618	Gartenmeister.
Acide acétique $C_2H_4O_2$..........	0,00115912	Zander.
Formiate de méthyle	0,00060354	Elsässer.
Chlorure d'éthylène $C_2H_4Cl_2$.....	0,00123396	Pierre.
» d'éthylidène...........	0,00151595	»

On pourrait compléter encore cette liste, qui prouve surabondamment que les isomères ont des coefficients de dilatation souvent très différents.

2° *Propriétés physiques des composés halogénés.* — H.-F. Weber (1) a mesuré les densités, les chaleurs spécifiques et les conductibilités calorifiques d'un grand nombre de liquides; A. von Reiss (2) a déterminé les chaleurs spécifiques de plusieurs liquides entre 20° et 100° ou entre 20° et les points d'ébullition. Enfin, les *Tables physico-chimiques de Landolt et Börnstein* (3) contiennent les chaleurs de vaporisation de quelques liquides.

Les tableaux suivants contiennent ces résultats groupés de façon à montrer l'influence qu'exerce sur les propriétés de la molécule l'introduction dans celle-ci d'un atome de chlore, brome, iode, en remplacement d'un atome d'hydrogène ou du groupe oxhydrile.

Conductibilités calorifiques et densités (d'après H.-F. Weber).

Substances	Conductibilités calorifiques	Densités
Benzol C_6H_6......................	0,0200	0,887
Chlorure de benzène C_6H_5Cl........	0,0181	1,117
Bromure — C_6H_5Br........	0,0159	1,504
Alcool méthylique CH_3OH...........	0,0297	0,804
Chloroforme $CHCl_3$.................	0,0173	1,511
Tétrachlorure de carbone CCl_4......	0,0151	1,612

(1) Exner, *Repertorium der Physik*, t. XXII, p. 120; 1886.
(2) Wiedemann's *Annalen der Physik*, t. XIII, pp. 463 et 464; 1881.
(3) P. 347 à 350.

Substances	Conductibilités calorifiques	Densités
Alcool éthylique C_2H_5OH............	0,0254	0,798
Bromure d'éthyle C_2H_5Br...........	0,0148	1,453
Iodure d'éthyle C_2H_5I..............	0,0133	1,931
Alcool propylique C_3H_7OH...........	0,0224	0,803
Chlorure de propyle C_3H_7Cl.........	0,0170	0,902
Bromure — C_3H_7Br.........	0,0154	1,336
Iodure — C_3H_7I..........	0,0132	1,760
Alcool isobutylique C_4H_9OH.........	0,0204	0,806
Chlorure d'isobutyle C_4H_9Cl.........	0,0167	0,884
Bromure — C_4H_9Br........	0,0167	1,221
Iodure — C_4H_9I..........	0,0125	1,622
Alcool amylique $C_5H_{11}OH$...........	0,0197	0,824
Chlorure d'amyle $C_5H_{11}Cl$...........	0,0170	0,876
Bromure — $C_5H_{11}Br$...........	0,0142	1,218
Iodure — $C_5H_{11}I$............	0,0122	1,489

Chaleurs spécifiques (d'après H.-F. Weber).

Substances	Chaleurs spécifiques
Benzol C_6H_6.......................	0,418
Chlorure de benzène C_6H_5Cl........	0,339
Bromure — C_6H_5Br........	0,239
Alcool méthylique CH_3OH..........	0,605
Chloroforme $CHCl_3$................	0,227
Tétrachlorure de carbone CCl_4......	0,202
Alcool éthylique C_2H_5OH............	0,584
Bromure d'éthyle C_2H_5Br...........	0,210
Iodure — C_2H_5I............	0,158
Alcool propylique C_3H_7OH..........	0,558
Chlorure de propyle C_3H_7Cl.........	0,395
Bromure — C_3H_7Br........	0,258
Iodure — C_3H_7I..........	0,182
Alcool isobutylique C_4H_9OH.........	0,561
Chlorure d'isobutyle C_4H_9Cl.........	0,431
Bromure — C_4H_9Br........	0,323
Iodure — C_4H_9I..........	0,201
Alcool amylique $C_5H_{11}OH$..........	0,546
Chlorure d'amyle $C_5H_{11}Cl$..........	0,445
Bromure — $C_5H_{11}Br$..........	0,286
Iodure — $C_5H_{11}I$...........	0,222

On trouvera dans le mémoire de A. von Reiss d'autres exemples qui conduisent à la même conclusion.

Chaleurs de vaporisation.

Substances	Chaleurs de vaporisation	Températures de la vaporisation	Observateurs
Alcool méthylique CH_3OH.....	267,48	64°,5	Wirtz.
Chlorure de méthyle CH_3Cl...	96,9	0°	Chappuis.
Iodure — CH_3I....	46,07	42°,02	Andrews.
Chlorure de méthylène (dichlorméthane) CH_2Cl_2......	75,24		Berthelot et Ogier.
Chloroforme $CHCl_3$..........	58,49	60°,9	Wirtz.
Tétrachlorure de carbone CCl_4.	46,35	76°,2	—
Alcool éthylique C_2H_5OH......	205,07	78°,1	—
Chlorure d'éthyle C_2H_5Cl.....	89,30	21°,17	Regnault.
Bromure — C_2H_5Br.....	60,37	38°,02	Wirtz.
Iodure — C_2H_5I......	46,87	71°,3	Andrews.
Chlorure d'éthylidène $C_2H_4Cl_2$.	67,02		Berthelot et Ogier.
Bromure d'éthylène $C_2H_4Br_2$..	43,78		Berthelot.
Alcool amylique $C_5H_{11}OH$.....	120,0	131°	Schall.
Chlorure d'amyle $C_5H_{11}Cl$....	56,34		Berthelot.
Bromure — $C_5H_{11}Br$....	48,34		—
Iodure — $C_5H_{11}I$.....	47,47		—
Éthanal $CH_3.CHO$............	136,36		—
Chloral $CCl_3.CHO$............	54,10		—

Ces résultats montrent que, pour toutes les substances étudiées, le remplacement de l'atome d'hydrogène ou du groupe oxhydrile par 1 atome de chlore, brome ou iode, a pour effet de diminuer la conductibilité calorifique, la chaleur spécifique et la chaleur de vaporisation, et cette diminution s'accentue en passant du chlorure au bromure, à l'iodure. Au contraire, la densité augmente par la présence des halogènes, et cette augmentation devient plus considérable en passant du chlorure au bromure et à l'iodure.

Rappelons que l'introduction des halogènes dans 1 molécule organique en augmente considérablement le pouvoir diathermane et diminue la transparence aux rayons X ([1]).

A. von Reiss a donné les chaleurs spécifiques et les chaleurs moléculaires entre 20° et 100° ou entre 20° et les points d'ébullition des combinaisons halogénées, sans en déduire aucune loi, et Ostwald, dans son remarquable *Traité de chimie générale* ([2]), a conclu de ces

([1]) Voir Edm. van Aubel, *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 511 ; 1896.
([2]) *Lehrbuch der allgemeinen Chemie*, 2e édition, t. I, p. 585.

résultats que les chaleurs moléculaires vont en augmentant du chlorure au bromure et à l'iodure. En calculant les chaleurs moléculaires des liquides étudiés par H.-F. Weber, au moyen de ses résultats, on trouve des nombres qui ne satisfont à aucune loi ; au contraire, les cinq chaleurs spécifiques données par A. von Reiss, qui se rapportent d'ailleurs à des liquides étudiés aussi par H.-F. Weber, confirment la règle que j'ai énoncée plus haut et qui se déduit des nombreuses mesures de H.-F. Weber.

3° *Comparaison des propriétés des acides gras et des alcools correspondants.* — Le tableau suivant, qui est obtenu au moyen des mesures de H.-F. Weber et des *Tables physico-chimiques* de Landolt et Börnstein, permet de faire cette comparaison.

Substances	Chaleurs de vaporisation	Densités	Chaleurs spécifiques	Conductibilités calorifiques
Alcool méthylique........	267,48	0,804	0,605	0,0297
Acide formique..........	103,7	1,220	0,511	0,0389
Alcool éthylique..........	205,07	0,798	0,584	0,0254
Acide acétique	84,9	1,061	0,496	0,0283
Alcool propylique........		0,803	0,558	0,0224
Acide propionique........		1,001	0,473	0,0234
Alcool isobutylique.......		0,806	0,561	0,0204
Acide isobutyrique........		0,958	0,460	0,0204
Alcool amylique..........	120,0	0,824	0,546	0,0197
Acide valérianique normal.	103,52	0,948	0,470	0,0195

Ainsi, en passant de l'alcool $C_nH_{2n+1}OH$ à l'acide correspondant, la densité et la conductibilité calorifique augmentent, tandis que la chaleur spécifique et la chaleur de vaporisation diminuent. Toutefois, pour les termes supérieurs, la conductibilité calorifique ne varie pas.

Ces conclusions sont confirmées, en ce qui concerne les chaleurs spécifiques, par les résultats de A. von Reiss (1).

W.-C. RÖNTGEN. — Weitere Beobachtungen über die Eigenschaften der X Strählen (Nouvelles observations sur les propriétés des rayons X). — *Sitz. Ber. der Akad. der Wissenschaften zu Berlin*, mai 1897.

1. L'air traversé par les rayons X émet lui-même des rayons X. M. Röntgen le démontre en faisant tomber un pinceau de rayons sur un système de deux lames de plomb placées l'une derrière l'autre,

(1) *Loc. cit.*, p. 459.

de façon que leurs bords, vus du point d'émission, semblent se recouvrir; un écran au platinocyanure s'appuie sur la lame postérieure. Quand les rayons tombent sur la première lame seule, l'écran ne présente aucune fluorescence; mais si, en inclinant le faisceau, on laisse les rayons dépasser le bord de la première lame, on voit l'écran s'illuminer sur la région qui n'est pas protégée par la seconde.

Le système est renfermé dans une cloche; quand on raréfie l'air, la fluorescence s'affaiblit graduellement, pour reprendre son intensité quand la pression se relève. Comme le simple contact de l'air qui vient d'être exposé aux rayons n'excite aucune fluorescence du platinocyanure de baryum, le résultat formulé ci-dessus se conclut nécessairement. Ces nouveaux rayons X impressionnent les plaques photographiques; on ne sait pas encore si leur nature est la même que celle des rayons incidents ou en diffère, c'est-à-dire s'ils sont produits par un phénomène analogue à la diffusion ou à la fluorescence.

2. Après avoir décrit un appareil analogue au photomètre de Bouguer pour la comparaison des intensités des rayons X au moyen de la fluorescence, M. Röntgen énumère les causes qui déterminent l'intensité de ce phénomène; la comparaison de deux tubes producteurs de rayons X est analogue à celle de deux sources intermittentes, diversement colorées, entourées d'une enveloppe absorbante et placées dans un milieu trouble ou fluorescent.

3. L'influence de l'obliquité sur l'intensité des rayons émis a été déterminée par des expériences permettant la comparaison directe des intensités de la fluorescence excitée par des rayons provenant de diverses directions et par l'étude de l'impression photographique produite sur une pellicule demi-circulaire ayant pour centre l'anode.

On a pris soin de compenser, par l'interposition de petites lames de verre, les inégalités d'épaisseur des parois des tubes. L'intensité est constante jusqu'à un angle d'émission de 80°, elle décroît alors légèrement; la seule variation notable apparaît entre 89° et 90°. Un fait analogue se produit dans la fluorescence; les filets auxquels donne naissance une goutte de fluorescéine qu'on jette dans l'eau présentent un éclat maximum sur leurs bords, ce qui tient à l'absorption beaucoup plus énergique qu'exerce le liquide sur la lumière incidente que sur les radiations de fluorescence. De même l'anode de platine est beaucoup plus transparente aux rayons X qu'aux rayons cathodiques; M. Röntgen voit dans ce rapprochement une probabilité en faveur d'une parenté des deux phénomènes.

4. La « transparence » d'un corps a été déterminée à l'aide du photomètre. On obtient les mêmes résultats quand on compense, soit dans un sens, soit dans l'autre, l'inégalité d'éclat que produit entre les deux plages l'interposition d'un corps absorbant. On a vérifié que la loi de l'inverse du carré de la distance s'applique à un degré d'approximation suffisant.

La transparence *spécifique* d'un corps, c'est-à-dire la racine $l^{\text{ème}}$ de la transparence d'une lame d'épaisseur l, est d'autant plus grande que l est plus grand.

5. En juxtaposant deux échelles de platine et d'aluminium, on a constaté, dans un cas, qu'une feuille de platine équivaut à six feuilles d'aluminium, tandis que deux feuilles de platine sont aussi opaques que seize épaisseurs d'aluminium.

6. Pour mettre en évidence les variations relatives de transparence, M. Röntgen a découpé dans une lame de platine de $0^{mm},0026$ d'épaisseur quinze trous circulaires qu'il a fermés respectivement par un, deux, quinze disques d'aluminium de $0^{mm},0299$. L'interposition d'un corps quelconque change le rang de la fenêtre à laquelle l'aluminium est aussi transparent que le platine; par exemple, une lame de verre de soude de 2 millimètres fait passer l'égalité de la fenêtre 5 à la fenêtre 10. En impressionnant douze pellicules photographiques superposées, on trouve que l'égalité se produit sur la première à la fenêtre 13, sur la dernière à la fenêtre 10.

7. Des rayons X émanant de différents tubes ne sont pas absorbés également par un même corps. Tous les corps étudiés, en très grand nombre, sont moins transparents aux rayons d'un tube doux (*weich*), c'est à-dire fonctionnant avec une faible distance explosive, qu'à ceux d'un tube dur (*hart*). Le rapport des transparences des deux corps varie également avec la nature du tube, l'opacité relative des corps très absorbants allant en diminuant, quand la dureté du tube augmente.

8. Décrivant les propriétés successives que présentent les rayons émis par un tube dans lequel on fait le vide progressivement, M. Röntgen observe que l'interposition d'une distance explosive ou l'intercalation d'un transformateur Tesla donne au tube des propriétés correspondant à un vide plus élevé. Partant de cette remarque, il a pu, avec le transformateur Tesla, obtenir des rayons X sous une pression qui atteignait $3^{mm},1$ dans l'air et dépassait cette valeur dans l'hydrogène. Il n'a pas pu déterminer la limite inférieure, qui est certainement au-dessous de $0^{mm},0002$.

M. Röntgen pense que la composition des rayons dépend essentiellement de la forme du courant de décharge, les autres circonstances n'agissant que pour déterminer cette forme. La variation du courant primaire amène une variation à peu près proportionnelle de l'intensité des rayons, sans variations notables d'intensité.

9. Après avoir résumé les faits précédents, M. Röntgen rappelle les propriétés communes aux rayons cathodiques et aux rayons X, et insiste sur les différences, qu'il ne considère pas comme essentielles. En effet : 1° il existe probablement des rayons X auxquels les métaux offrent une opacité encore plus grande qu'à ceux qu'émettent les tubes les plus doux que nous sachions utiliser, et qui se rapprocheraient par là de plus en plus des rayons cathodiques ; 2° on diminuerait la distance en opérant, comme l'a fait Lenard pour les rayons cathodiques, sur des lames de métal très minces, qui sont relativement moins transparentes.

10. Des radiations qui excitent la fluorescence avec la même intensité exercent des actions photographiques différentes ; les rayons émis par un tube dur semblent moins actifs ; il ne faut pas oublier, dans la discussion de ces expériences, que l'écran et la plaque photographique sont transparents. Il y aurait lieu de chercher à obtenir des couches sensibles qui utilisent plus complètement les rayons X.

11. M. Röntgen termine en notant quelques particularités. Les rayons X ne proviennent pas seulement du point de concours des rayons cathodiques ; l'anode tout entière en produit, quoique avec une intensité beaucoup plus faible ; il en vient également des points de l'axe de la cathode situés au-delà de l'anode.

Des essais faits sur des lames de plusieurs cristaux, spath, quartz, tourmaline, émeraude, arragonite, apatite et barytine, n'ont montré aucune influence de l'orientation sur la transparence.

Avec un tube dur on vérifie le fait, annoncé par M. Brandes, que les rayons X peuvent impressionner la rétine. En déplaçant lentement devant l'œil une fente étroite taillée dans une plaque de métal, on distingue une faible bande lumineuse, qui, de rectiligne, devient circulaire.

Enfin de très nombreux essais tentés pour produire la diffraction des rayons X sont restés infructueux.

C. Raveau

RIGHI. — Sull'elissoïde di polarizzazione relativo alle onde elletromagnetiche nella selenite, e sulla polarizzazione elittica di queste onde (Sur l'ellipsoïde de polarisation relatif aux ondes électromagnétiques dans le gypse et sur la polarisation elliptique de ces ondes). — *Rendiconti della R. Accademia dei Lincei;* 5e série, t. VI, p. 207; 1897.

Dans deux notes antérieures (1) à celle-ci, M. Righi a montré que, dans le gypse, pour des ondes électromagnétiques de $10^{cm},6$, la double réfraction présente avec la forme cristalline un lien qui n'existe pas pour la double réfraction des ondes lumineuses.

Dans la note actuelle, M. Righi étudie la *polarisation elliptique* produite par des lames de gypse qu'il place entre son oscillateur et son résonnateur (2) ; l'oscillateur est vertical, la ligne d'extinction du gypse est à 45° de la verticale. La polarisation elliptique devient graduellement sensible quand l'épaisseur du gypse augmente à partir d'un petit nombre de millimètres : les étincelles sont maximum au résonnateur quand le résonnateur est vertical, c'est-à-dire que la vibration elliptique a son grand axe vertical. Plus exactement le grand axe fait un angle supérieur à 45° avec la ligne d'extinction du clivage non fibreux. Cette différence avec le phénomène optique correspondant est due à un dichroïsme comparable à celui que présente le bois de sapin (3) : les vibrations électriques parallèles au clivage non fibreux sont absorbées plus que les vibrations perpendiculaires à ce clivage.

Pour une épaisseur de gypse de $2^{cm},5$ à $2^{cm},8$, la vibration émergente devient sensiblement circulaire ; en réalité, on a une vibration elliptique avec un grand axe perpendiculaire au clivage non fibreux ; mais on obtient une vibration exactement circulaire en inclinant l'oscillateur de 5° à 9° vers le clivage non fibreux, ce qui compense l'inégalité d'absorption des deux composantes ; les étincelles du résonnateur ont alors une intensité indépendante de son orientation.

Ainsi la lame de gypse de $2^{cm},5$ à $2^{cm},8$ d'épaisseur est une *lame quart d'onde*.

L'ellipticité apparaît de nouveau pour des épaisseurs plus grandes

(1) *Rend. della R. Acc. dei Lincei*, 17 novembre 1895 et 1er mars 1896 ; — *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 366 ; 1896.

(2) Voir p. 76 pour la description des appareils et des méthodes d'observation de M. Righi.

(3) Voir p. 81.

La vibration rectiligne reparaît pour une épaisseur de 5 à 6 centimètres, qui correspond ainsi à une *lame demi-onde ;* il y a d'ailleurs une légère rotation de la vibration rectiligne due à l'inégalité d'absorption des deux composantes.

Si n_1 et n_3 sont les indices relatifs aux axes de l'ellipsoïde de polarisation respectivement parallèle et perpendiculaire au clivage secondaire non fibreux, on a :

$$\varphi = \frac{2\pi a}{\lambda}(n_1 - n_3),$$

pour expression de la différence de phase des deux composantes principales à la sortie d'une lame d'épaisseur a parallèle au clivage principal. M. Righi a effectué des mesures de φ semblables aux mesures optiques qu'il a effectuées ailleurs (¹).

Mais on a vu que $\varphi = \pi$, pour $a = 5$ à 6 centimètres. Il en résulte que $n_1 - n_3 = 0{,}88$ à $1{,}06$, ce qui correspond à une *double réfraction beaucoup plus énergique que pour les ondes lumineuses.*

Avec des lames perpendiculaires aux deux autres axes de l'ellipsoïde de polarisation, M. Righi a pu constater que n_2 et n_3 ne diffèrent pas de plus de 0,03 ou 0,04. Il en résulte que les deux axes optiques relatifs aux ondes électromagnétiques sont à peine inclinés sur la direction du clivage non fibreux.

L'ellipsoïde de polarisation est donc sensiblement et peut être exactement de révolution.

Le gypse serait donc, pour les ondes électromagnétiques de longueur d'onde égale à $10^{cm},6$, l'analogue de la tourmaline pour les rayons lumineux.

On rend compte en effet des phénomènes observés, à l'aide des formules usuelles de la polarisation elliptique, modifiées par l'introduction des coefficients d'absorption inégaux des deux composantes.

Pour les ondes électromagnétiques seules, le gypse se comporte à la manière du bois de sapin, la direction des fibres du bois correspondant à la direction du clivage non fibreux du gypse. Mais le gypse s'éloigne moins que le bois d'une lame biréfringente parfaitement transparente.

G. Sagnac.

(¹) *Rend. della R. Acc. dei Lincei*, 5ᵉ série, t. I, p. 189.

A. RIGHI. — Sull'assorbimento delle onde elettromagnetiche (Sur l'absorption des ondes électromagnétiques). — *Rendiconti della R. Accademia dei Lincei*, 5e série, t. VI, p. 214; 1897.

Pour éliminer l'affaiblissement dû aux réflexions à la surface d'un diélectrique et observer seulement l'affaiblissement dû à l'absorption, M. Righi place la lame diélectrique devant un miroir métallique. Si la lame est parfaitement transparente aux ondes électromagnétiques, l'introduction du diélectrique devant le miroir métallique n'affaiblit pas la réflexion du système, qui est *complète*. On le vérifie en renvoyant les ondes réfléchies vers le résonnateur à étincelles au moyen d'une lame de verre à 45°. Si la lame diélectrique absorbe, le rapport de réduction de l'intensité est $\frac{\cos^2 \alpha}{\cos^2 \beta}$, α et β étant les angles dont il faut faire tourner le résonnateur, à partir d'une position parallèle à l'excitateur, pour éteindre les étincelles, respectivement quand le diélectrique n'est pas placé, ou est placé devant le miroir métallique. La longueur d'onde des vibrations électromagnétiques est de $10^{cm},6$. On a $\alpha = \beta$, c'est-à-dire *transparence* sensiblement complète, pour des lames de *soufre*, d'*ébonite*, de *paraffine*, ou une lame de *verre commun* d'épaisseur $4^{cm},2$. On a : $\beta < \alpha$, c'est-à-dire *absorption* pour les corps suivants :

	$\frac{\cos^2 \alpha}{\cos^2 \beta}$
Verre à miroirs (quatre lames superposées d'épaisseur 3 centimètres)	0,45
Marbre (épaisseur, $5^{cm},4$)	0,76
Bois de sapin à fibres parallèles aux oscillations (épaisseur $2^{cm},25$).	0,47
Bois de sapin à fibres perpendiculaires aux oscillations (même épaisseur)	0,66
Les deux plaques précédentes superposées, les fibres en croix	0,29

Le verre est donc bien un corps absorbant. M. Righi avait déjà reconnu l'absorption *partielle* par le bois et son analogie avec l'absorption *complète* par un réseau de fils métalliques parallèles aux fibres du bois [1].

G. SAGNAC.

---

[1] Voir l'analyse qui précède.

A. RIGHI. — Sugli indici di rifrazione principali del gesso per le onde elettromagnetiche (Sur les indices de réfraction principaux du gypse pour les ondes électromagnétiques). — *Rend. della. R. Acc. dei Lincei*, 5e série, t. VI, p. 324 ; 1897.

En assemblant des prismes de gypse semblablement orientés, l'auteur réalise un prisme assez volumineux pour servir à réfracter les vibrations électromagnétiques de longueur d'onde $10^{cm},6$. L'arête du prisme est parallèle à l'axe de symétrie cristalline.

La direction du clivage non fibreux est parallèle au plan bissecteur de l'angle du prisme ; la déviation d des rayons fait alors connaître l'indice $n_2 = 1,7$, quand la vibration incidente est parallèle à l'arête du prisme, et l'indice $n_1 = 2,5$, quand la vibration est perpendiculaire à l'arête. Dans ce dernier cas, la déviation d minimum atteignait 46° (angle du prisme, 28°). La différence $n_1 - n_2' = 0,8$ s'accorde suffisamment avec la valeur déterminée plus exactement par les expériences antérieures de double réfraction [1]. Avec un second prisme, où la direction du clivage non fibreux était au contraire perpendiculaire au plan bissecteur de l'angle réfringent, on a trouvé, avec des vibrations parallèles à l'arête du prisme, de nouveau n_2, ici égal à 1,8 (au lieu de 1,7), et, avec les vibrations perpendiculaires à l'arête, n_3 sensiblement égal à n_2 ; les expériences plus précises de double réfraction avaient montré qu'il y a une petite différence entre n_3 et n_2.

G. SAGNAC.

E.-D. PRESTON. — Mean density of the Earth (Densité moyenne de la terre). *Bulletin of the physical Society of Washington*, t. XII ; 1892-94.

La densité moyenne de la terre a été déterminée, en 1887 et 1892, dans les îles Hawaïi [2] par deux méthodes :

1° Par la méthode de Maskelyne, c'est-à-dire en déterminant la déviation du fil à plomb produite par la montagne de Haleakala, dans l'île de Marui, qui pratiquement peut être confondue avec la montagne elle-même ;

2° En évaluant, à l'aide du pendule, la diminution de la gravité au sommet du Mauna Kea, dans l'île d'Hawaïi.

I. — La première méthode, à coup sûr la plus précise, fait usage : 1° d'une triangulation qui relie par deux réseaux indépendants Kaupo

(1) Voir l'analyse précédente, p. 540.

(2) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. VIII, p. 188.

et Haiku, localités situées de part et d'autre du mont Haleakala ; et 2° d'observations astronomiques faites à ces deux stations, d'où l'on déduit la grandeur de la déviation du fil à plomb due à la montagne. Pour évaluer la composante horizontale de l'attraction exercée par celle-ci, on a recours à une subdivision commode de la masse totale, et à une intégration abrégée indiquée dans le *Traité de géodésie* de Clarke. On a évalué la densité moyenne de la montagne au moyen de densités de minéraux d'Hawaï, publiées par Dana, et d'échantillons prélevés par l'auteur lui-même, non à Haleakala, mais sur le Mauna Kea et dans le plus grand nombre de stations possible. On tient compte de la différence d'attraction exercée par l'eau de mer et par la partie de l'île située au-dessous du niveau de la mer, en admettant, ce qui s'approche suffisamment de la vérité, que la montagne se continue au-dessous du sol avec la même inclinaison moyenne. Cela revient à ajouter à l'attraction de la montagne, de densité δ, l'attraction d'une montagne fictive de densité $\delta - 1$.

Le résultat obtenu est normal, ce qui prouve que les îles Hawaï sont massives et non creuses, comme les Andes par exemple.

II. — Le calcul de la variation de gravité de la base au sommet d'une montagne se fait, d'ordinaire, en assimilant celle-ci à une couche plane indéfinie de hauteur et de densité égale à la hauteur et à la densité moyenne de la montagne. La montagne de Mauna Kea ayant la forme d'un cône tronqué, l'auteur pousse l'approximation plus loin en prenant la moyenne de l'effet d'une couche plane, calculé comme ci-dessus, et de l'effet d'un cône ayant pour hauteur la hauteur de la montagne, et pour base un cercle de rayon égal au rayon moyen de la base de la montagne.

Montagnes ou mines	Pays	Hauteurs au-dessus du niveau de la mer	Observateurs	Dates	Densités moyennes de la terre
Schehallien	Écosse	1.085^m	Maskelyne et Hutton	1775	4,71
Mont Cenis	Italie	1.943	Carlini	1821	4,67
Harton	Angleterre	— 381	Airy	1854	6,56
Arthurs Seat	Écosse	251	James et Clarke	1855	5,32
Fujinoyama	Japon	3.792	Mendenhall	1880	5,77
Pibram	Bohême	— 1.000	von Sterneck	1883	5,77
Freiberg	Saxe	— 534	id.	1885	6,77
Haleakala	Iles Hawaï	3.058	Preston	1887	5,57
Mauna Kea	id.	3.981	id.	1892	5,13
			Moyenne............		5,59

Le tableau précédent résume les déterminations de la gravité de la terre que l'on a déduites jusqu'ici de la méthode de Maskelyne ou de méthodes analogues, dans lesquelles on a recours à l'attraction d'une portion déterminée de l'écorce terrestre.

E. Bouty.

A. NACCARI. — Misure directe di pression osmotica (Mesures directes de pression osmotique). — *Rendiconte della R. Accademia dei Lincei*, 5e série, t. VI; 1897.

Après avoir décrit, avec des détails très précis, le procédé d'obtention des membranes semi-perméables, qui diffère peu de celui de Pfeffer, M. Naccari donne le résultat de mesures directes de la pression osmotique qu'il a réalisées pour diverses substances. Le tableau suivant résume ces mesures : les pressions sont évaluées en centimètres de mercure.

Substances	Concentration	Pression osmotique à 0° Mesurée	Calculée
Glucose	4 0/0	37,6	37,6
Salicine	4 0/0	23,6	23,7
	6 0/0	35,8	25
Mannite	4 0/0	37,1	37,3
Antipyrine	4 0/0	37,3	36,1

E. Bouty.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XLII, 5e série; 1896.

J.-H. POYNTING. — Osmotic pressure (Pression osmotique). — P. 289-300.

On sait quelles difficultés rencontrent les théories osmotiques pour les solutions d'électrolytes. Elles ne permettent pas non plus de s'expliquer la diminution de tension de vapeur résultant de la dissolution d'un sel dans le dissolvant, car, si les molécules du sel sont simplement mélangées à celles du liquide ou forment avec lui des composés non volatils, ces molécules fixes réduisent, dans le même rapport, l'aire de condensation et l'aire d'évaporation, et le mélange doit avoir même tension de vapeur que le dissolvant pur.

Il est plus naturel d'admettre que le sel se combine avec le dissolvant pour former des molécules instables, qui échangent continuel-

lement leurs constituants, si bien qu'à la surface elles contribuent, avec celles du dissolvant pur, à émettre de la vapeur et à en condenser; mais il est probable que leur énergie est moindre que celle des molécules du dissolvant pur, et qu'elles ne contribuent pas autant que celles-ci à l'évaporation. Supposons qu'elles n'y contribuent pas du tout, et que chaque molécule du sel soit en combinaison passagère avec a molécules du dissolvant.

Si 1 litre renferme N molécules de ce dernier et n molécules du sel, il y a donc N molécules actives pour la condensation, et seulement $N - an$ actives pour l'évaporation; la tension de vapeur sera donc réduite dans le rapport :

$$\frac{f}{F} = \frac{N - an}{N} \quad \text{ou} \quad \frac{F - f}{F} = \frac{an}{N}.$$

Or la pression osmotique est proportionnelle à $\frac{F - f}{F}$; elle aura la valeur normale lorsque a sera égal à 1, et une valeur double ou triple de sa valeur normale quand a sera égal à 2 ou 3. On voit donc que, pour expliquer les anomalies de la pression osmotique, on peut faire intervenir, au lieu d'une dissociation en ions, une association moléculaire du sel et du dissolvant.

L'existence de molécules instables changeant incessamment de connexions paraît à M. Poynting caractériser l'état des liquides. Il définit ceux-ci par leur *mobilité*, c'est-à-dire par le nombre de molécules (momentanément libérées de leurs connexions) qui traversent par seconde une surface de 1 centimètre carré. Pour les gaz, dont toutes les molécules sont mobilisées, la mobilité est proportionnelle à la pression. La mobilité est probablement beaucoup plus grande dans l'intérieur du liquide qu'à sa surface, et, dans la masse liquide, elle augmente de la surface vers le fond, proportionnellement à la pression hydrostatique. Lorsqu'une paroi hémiperméable sépare deux liquides de mobilités inégales, comme l'eau et une solution saline, elle ne sera en équilibre que si l'on accroît la pression du côté de la solution, jusqu'à ce que la mobilité soit la même des deux côtés de la paroi; et cet accroissement de pression, nécessaire pour l'équilibre, mesure précisément la pression osmotique.

FRITH et RODGERS. — On the resistance of the electric arc (Sur la résistance de l'arc électrique). — P. 407-423.

Des expériences de MM. Ayrton et Mather ont montré que, dans certains cas, en augmentant la différence de potentiel entre les charbons, l'intensité du courant diminuait ; les choses se passent donc comme si l'arc électrique avait une résistance *négative*, et telle est, en effet, la conclusion de MM. Ayrton et Mather ; d'autres physiciens ont, au contraire, trouvé pour l'arc une résistance positive.

Voulant élucider cette question, MM. Frith et Rodgers définissent la résistance de l'arc comme étant le rapport $R = \frac{dE}{dI}$ d'un très petit accroissement de potentiel à l'accroissement correspondant du courant ; ils alimentent l'arc avec un alternateur et une batterie d'accumulateurs, ce qui leur donne un courant toujours de même sens, mais dont l'intensité varie périodiquement. C'est sur ce courant périodique qu'ils mesurent dE et dI par deux dispositifs expérimentaux dont je supprime la description.

Le résultat général des expériences est que, lorsque les deux charbons sont pleins, R est toujours négatif, tandis qu'il est toujours positif avec des charbons creux. Si l'un des charbons est plein et l'autre creux, R est positif ou négatif, suivant les cas. Ce résultat paraît être en relation avec l'aspect de l'arc ; avec des charbons creux, on observe fréquemment vers le centre de l'arc un espace sombre qui coupe en deux la lueur pourpre de l'arc. Pareille apparence ne s'observe jamais avec des charbons pleins.

Il est probable que les effets décrits dans ce mémoire tiennent moins à une variation de résistance proprement dite de l'arc qu'aux variations de sa force contre-électromotrice ε. En désignant par ρ la résistance vraie de l'arc (supposée constante si l'arc garde toujours la même longueur et le même aspect) et par I l'intensité, on a :

$$I = \frac{E - \varepsilon}{\rho},$$

d'où :

$$R = \frac{dE}{dI} = \rho + \frac{d\varepsilon}{dI}.$$

R pourra donc être négatif, si la force contre-électromotrice dimi-

nue pour une augmentation d'intensité, hypothèse qui n'a rien d'inadmissible ([1]).

Les valeurs de R données dans ce mémoire sont loin d'être constantes pour une longueur d'arc déterminée; elles paraissent tendre vers zéro lorsque I augmente.

A noter encore dans ce travail que le sifflement de l'arc se produit quand le courant devient oscillatoire; l'amplitude des oscillations atteint environ 3 0/0 de l'intensité moyenne.

THRELFALL et POLLOCK. — On some experiments with Röntgen's radiation (Quelques expériences avec les rayons Röntgen). — P. 453-463.

Des expériences décrites se dégagent les conclusions suivantes:

1° Les rayons Röntgen ne sont pas constitués par sa projection d'une matière gazeuse, ou du moins la quantité de matière projetée est extrêmement petite ;

2° Ils ne consistent pas non plus en une projection de courants d'éther ayant une vitesse supérieure à 200 mètres par seconde: ceci est vrai, que la radiation se propage dans l'air ou dans le benzène ;

3° Les propriétés de l'éther qui déterminent la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques ne sont pas altérées (au degré de précision des expériences) par les rayons Röntgen, que le milieu considéré soit l'air ou le benzène ;

4° Un élément au sélénium constitué par des électrodes en platine et du sélénium parfaitement purifié est affecté par les rayons X à peu près au même degré que par la lumière diffuse du jour ;

5° Les radiations Röntgen ne font naître dans un élément au sélénium aucune force électromotrice permanente ni temporaire.

L. HOULLEVIGUE.

Juin 1897; t. XLIII.

WILLIAM BECKIT BURNIE. — The thermoelectric Properties of some liquid metals (Propriétés thermoélectriques de quelques métaux à l'état liquide). — P. 397.

M. Burnie a étudié les propriétés thermo-électriques de quelques métaux (étain, plomb, bismuth, mercure) à l'état solide et à l'état liquide. Ces métaux, placés dans des tubes de verre dur, formaient

([1]) Sur cette question de la force contre-électromotrice de l'arc, voir : BLONDEL, *Journ. de phys.*, ce volume, p. 513.

avec le cuivre des couples dont la force électromotrice était comparée par la méthode ordinaire à celle d'une pile étalon. La température était mesurée à l'aide d'un couple platine-platine rhodié ou fer-constantan préalablement étalonné. Des courbes représentant les résultats donnent la force électromotrice en fonction de la température. Ces courbes présentent à la température de fusion un point anguleux, très marqué pour le bismuth et très peu apparent pour le plomb. Pour le mercure, l'étain et surtout le bismuth, les courbes obtenues sont différentes, suivant que le refroidissement est lent ou rapide. M. Dufour.

J.-H. VINCENT. — On the Photography of Ripples (Photographie des rides). — P. 411.

La vitesse de propagation des ondes à la surface d'un liquide est donnée par :

$$v^2 = n^2\lambda^2 = \frac{g\lambda}{2\pi} + \frac{2\pi T}{\lambda\rho};$$

n = fréquence, T tension superficielle ;

v passe par un minimum pour une certaine valeur λ_0. Lord Kelvin a donné le nom de « rides » aux ondes dont la longueur est moindre que λ_0, et de « rides capillaires » à celles dont la longueur est assez petite pour rendre négligeable dans l'expression de v^2 le terme dû à la pesanteur. Pour le mercure, T varient entre 300 et 400 unités C. G. S., les « rides » ont une longueur moindre que $1^{cm},3$ et répondent à une fréquence supérieure à 15, et les rides capillaires à une fréquence supérieure à 200. A cause de la persistance des impressions lumineuses, on ne peut pas voir directement les rides à la surface du mercure. Dans les cours, on les rend visibles au moyen de la méthode stroboscopique, et on en profite pour montrer des phénomènes de propagation, d'interférences, de diffraction analogues à ceux produits par les ondes lumineuses. M. J.-H. Vincent en a pris des photographies reproduites à la fin de la note. E. Perreau.

J. CARRUTHERS BEATTIE and M. SMOLUCHOWSKI DE SMOLAN. — Conductance produced in Gases by Röntgen Rays, by Ultra-Violet Light, and by Uranium (Conductibilité produite dans les gaz par les rayons de Röntgen, la lumière ultra-violette et l'uranium). — P. 418.

Les auteurs ont trouvé que pour les rayons uraniques, comme pour les rayons de Röntgen, il y avait, à partir d'une certaine diffé-

rence de potentiel, une vitesse de décharge constante; cette vitesse étant représentée par 1 pour l'air a été trouvée par eux égale à 0,3 pour l'hydrogène et 1,3 pour l'oxygène ; ils ont étudié, toujours dans le cas des rayons uraniques, l'influence de la pression : la vitesse de décharge diminue en même temps que la pression, cette variation n'étant pas régie par une loi simple.

Avec les rayons ultra-violets ils ont obtenu, comme M. Branly, la décharge des corps chargés positivement ou négativement.

Enfin, ils ont utilisé les trois phénomènes pour mesurer les différences de potentiel au contact ; les résultats qu'ils ont obtenus par les trois procédés ne sont pas les mêmes ; de plus, les nombres trouvés varient lorsqu'on modifie la distance des surfaces métalliques ou la pression du gaz qui les sépare, ce qui semble prouver que la grandeur mesurée dans ces expériences n'est pas bien définie.

Ch. Maurain.

D.-G. GORE. — Influence of Proximity of substances upon voltaic action (Influence du voisinage des corps sur l'action voltaïque). — P. 440-458.

De l'existence d'un très faible courant électrique dans un tube vertical de 3 mètres, rempli d'électrolyte et garni à ses deux extrémités d'électrodes identiques, M. Gore a conclu que la différence de potentiel au contact devait varier avec la pression, et a cherché à produire des effets analogues en plaçant vers l'un des bouts d'un tube horizontal un corps de grande masse. Après de nombreux essais, M. Gore a réussi à mettre le phénomène en évidence au moyen de plusieurs dispositifs qu'il a successivement perfectionnés. Le dernier appareil employé contient vingt tubes de 10 centimètres de long, la partie moyenne a $2^{cm},5$ de diamètre, les extrémités sont plus étroites; une tubulure permet d'introduire l'électrolyte (solution à 18 0/0 de sulfate de zinc, saturée de chlore); les électrodes sont des fils de zinc amalgamés, tous coupés dans le même échantillon et fixés avec de la gomme laque aux deux bouts du tube. Avec cet appareil d'un volume relativement petit, on peut obtenir facilement une température uniforme, et la résistance est assez faible, ce qui est un avantage. Les tubes sont installés dans un bâti en bois, et toutes les extrémités d'un même côté peuvent être placées entre de grosses barres de plomb. Ils sont intercalés dans le circuit d'un galvanomètre à grande résistance très sensible et reliés les uns aux autres,

de manière que les différences de potentiel dues au voisinage du plomb s'ajoutent. Dès la fermeture du circuit, on observe le galvanomètre : en général, l'aiguille est déviée; on attend qu'elle reste immobile et on la ramène au zéro. L'équilibre s'obtient d'autant plus rapidement que la résistance de l'appareil est plus faible. Pour éliminer l'effet de ce courant permanent, on place les masses de plomb successivement des deux côtés des tubes : pour l'une des positions, le courant est un peu augmenté; pour l'autre, un peu diminué. M. Gore interprète ces faits en admettant que des inégalités dans l'action chimique produisent un faible courant entre les deux groupes d'électrodes, et que, suivant la position des tubes, le voisinage du plomb augmente la force électromotrice positive, ou diminue la force électromotrice négative. Diverses substances ont été essayées (plomb, cuivre, bismuth, antimoine, fonte, fer forgé, laiton, magnésium, zinc, flint glass, ardoise, ébonite, etc.). D'une manière générale, les corps les plus denses donnent des effets plus sensibles; mais pour un même corps les effets varient beaucoup selon que la solution employée a été récemment préparée ou a déjà plus ou moins servi, et cette circonstance rend ces comparaisons assez peu précises.

De grosses barres de plomb ont un effet plus marqué que des plaques minces; les aimants n'ont pas d'action spéciale. L'interposition d'écrans ne modifie pas le phénomène. M. Dufour.

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. XXII, n°s 1, 2, 3; 1897.

A. LACHMAN. — Zur kryoskopischen Konstitutionsbestimmung der Sœureamide (Détermination cryoscopique de la constitution des amides). — P. 170-173.

L'auteur a déterminé la constante cryoscopique de l'oxalate de méthyle fondant à 54°. La valeur de cette constante est d'environ 53.

B. v. SCHNEIDER. — Ueber die Schmelzpunkte einiger organischer Verbindungen (Sur le point de fusion de quelques composés organiques). — P. 225-237.

L'auteur détermine, au moyen d'un couple thermo-électrique, les points de fusion de plusieurs composés organiques difficilement

solidifiables; un bain d'air liquide sert de réfrigérant. Les corps étudiés comprennent des dérivés halogénés, des éthers, des composés azotés.

G.-A. HULETT. — Ueber die Reinigung des Wassers durch Distillation (Sur la purification de l'eau par distillation). — T. XXI, p. 297; 1896.

HARRY C. JONES et E. MACKAY. — Eine wirksame und bequeme Methode Wasser zu reinigen (Méthode efficace et commode pour purifier l'eau). — T. XXII, p. 237-241.

Ces deux notes décrivent des procédés commodes pour obtenir dans les laboratoires l'eau plus pure que l'eau distillée ordinaire et dont on a besoin dans plusieurs mesures de physico-chimie, en particulier pour la mesure des conductibilités. L'eau distillée des laboratoires est distillée une première fois dans un ballon après addition d'acide sulfurique et de bichromate ou de permanganate de potasse; on distille une seconde fois dans une cornue après addition d'alcali (baryte, soude ou potasse), et la vapeur est condensée dans un tube droit en étain ou en platine disposé de façon à ne pas recevoir l'eau condensée sur le verre.

W. OSTWALD. — Studien über die Bildung und Verwandlung fester Körper. I Abh.: Uebersættigung und Ueberkaltung (Études sur la formation et la transformation des corps solides. Ier Mém. : Sursaturation et surfusion). — P. 289-331.

Si les causes qui font cesser la sursaturation ou la surfusion nous sont bien connues depuis les travaux de Violette, Gernez, de Coppet, Lecoq de Boisbaudran... le mécanisme de ce changement d'état nous reste à peu près inconnu. M. Ostwald essaye de pénétrer plus intimement le phénomène et recherche tout d'abord s'il existe une limite inférieure à la masse du corps solide capable d'amener la solidification. Deux méthodes sont employées pour introduire un poids connu, extrêmement petit, de matière.

1° Un gramme du corps solide pulvérisé est mélangé intimement avec 9 fois son poids d'une poudre inerte (sucre de lait ou quartz) ; 1 partie de ce mélange est broyée de nouveau avec 9 parties de corps inutile, etc. On connaît ainsi le poids de corps actif contenu dans 1 milligramme du n^e mélange.

2° Un fil de platine lisse ou platiné, écrasé en spatule ou contourné en boucle à l'extrémité, est plongé dans une solution titrée du corps ; puis la goutte, dont on connaît approximativement le poids, est évaporée à une douce chaleur.

D'autre part, deux méthodes ont également été employées pour observer, après l'ensemencement, les solutions sursaturées. Une goutte du liquide était déposée sur une lamelle de verre et observée au microscope, ou mieux encore, comme dans les études de bactériologie, la solution était placée dans un petit tube à essai protégé contre des germes extérieurs.

Dans tous les cas, l'expérience a montré qu'il existe pratiquement une limite inférieure à la quantité de produit solide capable de faire cesser la surfusion ou la sursaturation du même corps ou d'un corps isomorphe. La valeur obtenue pour cette limite est, sinon identique, du moins du même ordre de grandeur, quels que soient les procédés de dilution et d'ensemencement qui aient été employés, voisine de 10^{-9} grammes, par exemple, pour le chlorate de soude à 107 0/0.

Une étude approfondie montre que la valeur de cette limite est influencée par un grand nombre de phénomènes accessoires, dont la nature varie avec le corps étudié.

M. Ostwald établit, en outre, deux autres faits:

Les sels effleuris — pseudomorphoses du sel hydraté — se montrent également actifs vis-à-vis de la solution sursaturée par rapport au sel hydraté.

La limite d'ensemencement vis-à-vis d'une solution sursaturée d'un alun est la même, quel que soit l'alun isomorphe que l'on emploie pour faire cesser la sursaturation.

Au point de vue théorique, M. Ostwald développe l'analogie déjà citée dans son *Traité de chimie générale* entre le passage de l'état liquide à l'état solide et le passage de l'état gazeux à l'état liquide : la courbe des états du système serait analogue à la courbe de Van der Waals. La portion de courbe qui remplace la droite des états hétérogènes correspond à deux sortes d'équilibres qu'il est essentiel de distinguer pour expliquer les phénomènes de surfusion ou de sursaturation.

Dans la portion médiane le volume diminue en même temps que la pression, l'équilibre est réellement instable (labil) et peut être détruit sous une influence quelconque, telle qu'un frottement ou un choc ; — la génération spontanée est possible.

Dans les deux portions extrêmes, contiguës à l'état d'équilibre stable, le volume diminue quand la pression augmente; l'équilibre est quasi-stable (metastabil) et ne peut être détruit que par la présence d'un cristal solide; la génération spontanée est impossible.

Cette distinction entre deux espèces d'équilibres non stables conduit M. Ostwald à comprendre, dans une loi générale, les phénomènes qui prennent naissance lorsque l'équilibre cesse spontanément d'exister dans un liquide par solidification ou dans une vapeur par condensation. Lorsqu'un système passe d'un état à un autre plus stable, il tend à se transformer non dans le système de tous le plus stable, mais dans le système le plus voisin. Comme la stabilité d'un corps sous ses différentes formes est d'autant plus grande que la tension de vapeur ou la solubilité sont plus petites, on peut encore dire que, dans le passage d'un état à un autre, la forme qui se produit spontanément n'est pas celle qui a la plus petite tension de vapeur ou la plus faible solubilité, mais celle qui correspond à une perte d'énergie libre la plus faible possible. Un grand nombre d'exemples de transformations moléculaires ou de réactions chimiques viennent démontrer la généralité de cette loi.

R. MALUSTROM. — Ueber die Messung grosser electrolytischer Widerstände mit Gleichstrom (Sur la mesure de grandes résistances électrolytiques avec les courants continus). — P. 331-336.

M. Wildermann a récemment donné [1] une nouvelle méthode pour la mesure des résistances des électrolytes: la solution, introduite dans un tube capillaire, est traversée par le courant d'une batterie de haute tension (100 éléments Clark); la force électromotrice de polarisation devient négligeable par rapport à la différence de potentiel aux extrémités de la résistance liquide. M. Wildermann plaçait simplement dans le circuit un galvanomètre qui mesurait l'intensité du courant, par suite la résistance.

M. Malustrôm perfectionne la méthode de mesure en employant le pont de Wheatstone; il compare les valeurs ainsi obtenues à celles fournies par les méthodes à courants alternatifs : méthode de Kohlrausch sur de faibles résistances ou méthode de Nernst sur de grandes résistances. L'auteur conclut:

---

[1] *Journ. de phys.*, 3ᵉ série, t. IV, p. 282; 1895.

1° Les résistances supérieures à 1.000 ohms peuvent se mesurer facilement et à quelques $\frac{1}{10}$ 0/0, en employant de larges électrodes de platine platiné d'environ 11 centimètres carrés de surface ; le courant constant ne doit être fermé que le temps nécessaire pour voir le sens de la déviation et être renversé après chaque lecture.

2° Les résistances supérieures à 100.000 ohms se mesurent comme des résistances de fils sans même que les électrodes soient platinées.

ALEX. v. HEMPTINNE. — Die Rolle der Rœntgenstrahlen in der Chemie (Rôle des rayons Röntgen en chimie). — T. XXI, p. 493-497 ; 1896.

Sous l'influence des rayons X un corps électrisé perd sa charge. Les ions — molécules électrisées — jouant un grand rôle dans les réactions chimiques, on pourrait s'attendre à trouver une grande influence des rayons de Röntgen sur les réactions chimiques. Au contraire :

1° La conductibilité des solutions d'acides chlorhydrique, sulfurique, acétique, n'est pas changée ;

2° La vitesse d'éthérification reste la même ;

3° Les mélanges de chlore et d'hydrogène, de chlore et d'oxyde de carbone n'éprouvent qu'une action insignifiante sous l'action prolongée des rayons X.

ALEX. v. HEMPTINNE. — Untersuchungen über die chemische Wirkung elektrischer Schwingungen (Recherches sur l'action chimique des oscillations électriques). — T. XXII, p. 358-373.

L'auteur se propose d'étudier l'influence de la longueur d'onde des oscillations électriques sur l'action chimique qu'elles exercent. Il est nécessaire de connaître tout d'abord l'influence de la pression, de l'énergie électrique, de l'excès d'un des composants; cette étude fait l'objet du premier mémoire.

La décomposition et la formation de l'ammoniaque sont longuement étudiées ; la décomposition par les oscillations électriques ne suit pas les mêmes lois que la décomposition par la chaleur ; la vitesse et la limite de la décomposition ne satisfont pas aux mêmes formules et dépendent essentiellement de la longueur de l'étincelle de décharge, c'est-à-dire de la quantité d'énergie électrique mise en jeu.

Les gaz ne se décomposent pas si le potentiel de l'étincelle n'est pas suffisant pour rendre le gaz lumineux; mais, si l'on vient, sans changer le potentiel, à rendre le gaz lumineux en l'éclairant par des rayons X, la décomposition se produit aussitôt. Le sulfure de carbone, l'eau, l'acide iodhydrique et même les vapeurs de corps très peu volatils, comme la glycérine ou l'huile de lin, sont également décomposés.

GUINCHANT.

THE PHYSICAL REVIEW ;

Mai-Juin 1897.

O.-M. STEWART. — On the absorption of the extraordinary ray in uniaxial crystals (Absorption du rayon extraordinaire dans les cristaux uniaxes). — P. 433-456.

On sait que l'absorption de la lumière par les cristaux uniaxes est indépendante de la direction de propagation pour le rayon ordinaire et varie avec la direction pour le rayon extraordinaire. De nombreuses formules ont été proposées, pour représenter ce phénomène, par Becquerel, Mallard, Moreau, Carvallo (ces dernières identiques au fond avec les formules données, en 1884, par Voigt). Toutes ces relations sont pratiquement identiques pour les corps dont les deux indices principaux diffèrent très peu, ce qui est le cas ordinaire. L'auteur, pour faire un choix entre elles, a opéré sur les radiations infra-rouges et sur le spath d'Islande : dans ces conditions, la grande différence entre les indices principaux rend les formules de Mollard, Voigt-Carvallo et Moreau entièrement différentes, et la transmission du rayon extraordinaire varie considérablement avec son orientation.

Les radiations de la source employée (lampe à zircone) sont réfractées successivement par deux prismes de fluorite et reçues sur un bolomètre très sensible. Pour les polariser, on leur fait traverser une lame de spath d'Islande parallèle à l'axe, de 20 millimètres d'épaisseur; un semblable système absorbe presque entièrement les radiations ordinaires comprises entre $\lambda = 2,1$ et $2,9\mu$, tandis qu'il laisse passer, sans presque les affaiblir, les radiations extraordinaires ; la perte d'énergie avec le dispositif est 6 fois moindre qu'avec un polariseur ordinaire. Enfin, sur le trajet des rayons on peut interposer des

lames de spath, dont chacune présente une inclinaison α différente de son plan sur l'axe optique. On a ainsi mesuré, pour chaque inclinaison α, les coefficients de transmission a et d'absorption m, définis par les relations $I = I_0 a^x$ et $I = I_0 e^{-mx}$ où $\frac{I}{I_0}$ représente la fraction de l'intensité incidente qui traverse l'épaisseur x. On a pris $3^{mm},98$ comme unité d'épaisseur.

Voici d'abord, pour permettre d'apprécier le degré de précision des expériences, les résultats obtenus avec le rayon ordinaire, qui devrait donner un coefficient de transmission indépendant de l'inclinaison α :

α	0°,9′	22°,4′	39°,30′	44°,11′	44°,36′	59°,41′	77°,4′	82°,1′
a	0,452	0,458	0,445	0,439	0,430	0,440	0,422	0,450

Les résultats obtenus avec le rayon extraordinaire sont résumés dans le tableau ci-dessous et comparés avec ceux qu'on peut déduire des formules de Becquerel, Mallard et Voigt-Carvallo ; l'auteur tire de cette comparaison une conclusion plutôt favorable à la théorie de Mallard, mais il ne semble pas que leur précision soit assez grande pour qu'on puisse rien affirmer de décisif.

	α	0°,9′	22°,4′	39°,30′	44°,11′	44°,36′	59°,41′	77°,4′	82°,1′
$\lambda = 2,28\mu$	a mesuré..........	0,983	0,911	»	0,729	0,737	0,643	0,551	0,563
	a (Becquerel)......	»	0,921	»	0,771	0,768	0,659	0,570	0,556
	m mesuré.........	0,017	0,093	»	0,316	0,305	0,442	0,596	0,574
	m (Mallard)........	»	0,090	»	0,301	0,305	0,452	0,572	0,590
	m (V. Carvallo)....	»	0,081	»	0,260	0,265	0,419	0,563	0,587
$\lambda = 2,38\mu$	a mesuré.........	0,979	0,907	0,728	0,725	0,710	0,626	0,520	0,523
	a (Becquerel)......	»	0,913	0,791	0,752	0,749	0,632	0,536	0,522
	m mesuré.........	0,021	0,098	0,318	0,322	0,342	0,468	0,654	0,648
	m (Mallard)........	»	0,112	0,282	0,335	0,340	0,503	0,636	0,656
	m (V. Carvallo)....	»	0,092	0,241	0,291	0,296	0,467	0,626	0,651
$\lambda = 2,49\mu$	a mesuré.........	0,962	0,871	0,693	0,682	0,667	0,558	0,472	0,467
	a (Becquerel)......	»	0,890	0,756	0,715	0,711	0,583	0,478	0,463
	m mesuré.........	0,039	0,138	0,367	0,383	0,405	0,583	0,751	0,761
	m (Mallard)........	»	0,145	0,344	0,405	0,410	0,600	0,754	0,777
	m (V. Carvallo)....	»	0,122	0,295	0,354	0,359	0,559	0,744	0,774

L. Houllevigue.

F.-L.-O. WADSWORTH. — The application of the interferometer to the measurement of small angular deflections of a suspended system (Mesure de petites déviations angulaires avec l'interféromètre). — P. 480-497.

Généralités sur les interféromètres. Détails de construction d'un de ces appareils spécialement destiné à la mesure de petites dévia-

tions angulaires. La plus grande difficulté dans ces déterminations résulte des trépidations de l'appareil. M. Wadsworth prétend les avoir complètement éliminées en faisant flotter le support de l'appareil sur du mercure contenu dans un vase à peine plus grand que ce support, que des fils de soie maintiennent latéralement et empêchent de toucher les parois du vase.

Ce dispositif a été appliqué à un galvanomètre du type d'Arsonval. Bien que l'étude de l'appareil ne soit pas entièrement achevée, on peut prévoir qu'un déplacement de $\frac{1}{10}$ de frange correspondrait à un courant d'environ 10^{-17} ampères. L'existence d'un appareil aussi sensible permettrait d'attaquer expérimentalement des problèmes d'un haut intérêt théorique.

L. Houllevigue.

W.-S. FRANKLIN et L.-B. SPINNEY. — Some determinations of the slide modulus of glass and the shortening of glass fibers with age (Module de torsion du verre et raccourcissement progressif des fils de verre). — P. 498-501.

Le module de torsion est la quantité n qui entre dans la formule :

$$d\theta = \frac{2T}{\pi n} \cdot \frac{1}{r^4} \, dl,$$

qui donne la torsion $d\theta$ d'un fil de longueur dl et de rayon r sous l'action d'un couple T. n est mesuré à l'aide d'un pendule de torsion en assimilant la fibre de verre à deux troncs de cône réunis par leur petite base. Quatre échantillons d'un même verre à thermomètres d'Iéna donnèrent, pour $n \times 10^{-11}$, les valeurs 1,59, 2,40, 6,83, 1,92; et cinq échantillons de verre fusible allemand donnèrent 2,08, 2,04, 1,77, 3,63 et 2,93. Cette grande variabilité de n tiendrait, d'après les auteurs, à ce que n est une fonction de r, et non pas une constante. D'autre part, n augmenterait grandement lorsqu'on recuit le fil.

On trouve également dans ce travail une étude du raccourcissement progressif d'un fil de verre : ce raccourcissement, très sensible pendant les vingt premières heures après l'étirage, se produit encore cent quarante heures après.

L'état hygrométrique de l'air dans lequel est plongé le fil paraît n'avoir aucune influence sur sa longueur.

L. Houllevigue.

WIEDEMANN'S ANNALEN;

T. LIX ; juin 1897.

G. MEYER. — Die Diffusions constanten einiger Metalle in Quecksilber (Les constantes de diffusion de quelques métaux dans le mercure). — P. 225-234.

M. Des Condres a indiqué le procédé de mesure suivant:

On a fait l'électrolyse d'une solution de So^4Zn en prenant comme anode du zinc et comme cathode du mercure. A la surface de ce dernier se dépose du zinc qui se diffuse ensuite dans la masse mercurielle. On interrompt le courant, le zinc déposé à ce moment sur la surface de la cathode se diffuse peu à peu et la teneur en zinc de la couche de mercure supérieure va en diminuant ; on mesure la différence de niveau potentiel qui existe entre une électrode de zinc plongeant dans la dissolution de sulfate de zinc et la couche supérieure du mercure. Cette différence de niveau potentiel tend vers la limite Zn | dissolution de So^4Zn | Hg. La connaissance à chaque instant de cette différence de niveau potentiel donne empiriquement la teneur en zinc de la couche supérieure du mercure et par suite le coefficient de différence cherché.

La méthode dont s'est servi M. G. Meyer dérive de la précédente. Deux tubes de verre parallèles contiennent à leur partie inférieure un même amalgame de zinc HgZn au-dessus duquel se trouve une couche de So^4Zn: ces deux dernières solutions communiquent entre elles au moyen d'un siphon, de telle sorte que l'on a un élément de pile (désigné par E) dont les deux électrodes sont formées de HgZn, l'électrolyte étant de SO^4Zn. L'un des tubes est fermé à sa partie inférieure par une toile de platine recouverte extérieurement d'une couche mince de gomme laque: il plonge dans une dissolution d'acide sulfurique. En faisant passer un courant, l'anode étant HgZn, on décompose cette anode et, à la partie inférieure, sur la toile de platine, on a du mercure pur. Considérons alors le cylindre d'amalgame de zinc contenu dans le tube : la teneur en zinc de la couche supérieure va diminuer par suite de la diffusion du zinc vers le mercure de la base. Dans l'élément E, les deux électrodes sont formées de deux amalgames de concentrations différentes, l'électrolyte étant une dissolution du sel dont la base est le métal contenu dans l'amalgame. Connaissant à chaque instant la force électromotrice d'un tel

élément, on peut en déduire la variation de concentration en zinc de la couche supérieure de l'amalgame. Cette dernière quantité étant connue, un calcul développé dans le mémoire nous donne le coefficient de diffusion, dans le mercure, du métal dont est formé l'amalgame.

C'est par cette méthode, qui repose sur des considérations théoriques un peu vagues, que M. G. Meyer a déterminé les constantes de diffusion dans le mercure du zinc, du cadmium et du plomb.

On trouve, pour ces constantes de diffusion k [1] exprimées en $\frac{cm^2}{\text{jour}}$, les valeurs :

Zn	2,09
Cd	1,56
Pb	1,37
Au	0,72.

M. G. Meyer relie les constantes de diffusion k ainsi mesurées :

1° A la force nécessaire K pour faire mouvoir dans le mercure avec une vitesse $\frac{1 \text{ cent.}}{\text{sec.}}$ un atome-gramme de métal (formule de Nernst) :

$$K^{\text{kg-poids}} = \frac{1}{k}\, 1{,}99 \times 10^9 \, [1 + 0{,}00367t] \, ;$$

2° Au chemin moyen l, parcouru par un atome de métal de poids moléculaire μ (Théorie moléculaire de la diffusion de Riecke) :

$$l = 0{,}01332 \times 10^{-2} \times \sqrt{1 + 0{,}00367.t}\; k \sqrt{\mu}.$$

L. Marchis.

HENRY SIEDENTOPF. — Ueber Capillaritatsconstanten geschmohzener Metalle (Sur les constantes capillaires des métaux fondus). — P. 235-266.

La méthode employée consiste à mesurer le rayon de courbure correspondant au point le plus haut d'une goutte prise sur un plan. Cette goutte prend, en général, la forme d'une figure de révolution. En se servant de la goutte comme d'un miroir sphérique, on peut facilement connaître son rayon de courbure. Lorsqu'on étudie des métaux qui, aux températures élevées, s'oxydent à l'air, il faut opérer dans une atmosphère d'anhydride carbonique.

---

(1) La quantité désignée par k est identique à la quantité K de M. Roberts-Austen; voir *Journal de Physique*, ce volume, p. 497. Les nombres donnés pour cette quantité (p. 498) sont exprimés aussi en centimètres carrés par jour.

L'auteur a déterminé ainsi, au voisinage de leur point de fusion, les constantes capillaires du cadmium, de l'étain, du plomb, du mercure, du bismuth.

	$\alpha \left[\frac{mg}{mm}\right]$		
Cd....................	84,85	à	312°
Sn....................	62,43	à	226°
Pb....................	51,94	à	325°
Hg....................	46,29	à	— 39°
Bi	43,78	à	264°

L. Marchis.

G. QUINCKE. — Moderne Kritik der Messungen der Capillaritätsconstanten von Flüssigkeiten und die specifische Cohäsion geschmolzener Metalle (Nouvelle critique des mesures des constantes de capillarité des liquides : cohésion spécifique des métaux fondus). — P. 267-280.

En 1877, M. Quincke a mesuré la tension superficielle de l'eau et des solutions salines, soit en déterminant les hauteurs des liquides soulevés dans des tubes capillaires, soit en mesurant la hauteur de bulles d'air plates. La première méthode donna des valeurs plus petites que la seconde. L'auteur attribua cette différence à ce fait que, dans les tubes de verre, l'angle de raccordement pour les liquides précédents n'est pas égal à zéro, mais à une valeur de 20° à 30°. Cette conclusion résultait, d'ailleurs, de diverses autres méthodes, notamment de la mesure de la hauteur des bulles d'air et d'expériences directes faites sur de larges gouttes déposées sur un plan de verre.

Or, en 1882, M. Volkmann a repris la détermination de la tension superficielle des liquides précédents, en mesurant la hauteur de liquide soulevé dans un tube capillaire. Il retrouva les mêmes résultats que M. Quincke, mais considéra l'angle de raccordement du liquide et du verre comme nul. Enfin, dans des mémoires publiés en 1894 et 1895, M. Volkmann revient sur cette question et considère toujours comme nul l'angle de raccordement du liquide et du verre.

M. Quincke critique assez âprement ces travaux de M. Volkâmann. Il en est de même d'autres travaux de MM. Lohnstein et Sieg. Ces critiques n'ont qu'un intérêt assez secondaire; toutefois, dans cette discussion, M. Quincke donne un tableau intéressant et que nous reproduisons ici :

Tension superficielle du mercure.

	Observateurs	$\alpha \frac{mg}{mm}$	Méthodes
1806	Laplace	44,05	Hauteurs de gouttes aplaties (*Méc. cél.*, 4, p. 538).
1773	Morveau	57,52	Adhérence de plaques d'or et d'argent (Thom. Young, *Nat. Philos.*, 2, p. 654).
1831	Poisson, Gay-Lussac.	44,21	Hauteurs de gouttes aplaties (Poisson, *Nouv. Théor. de l'action capillaire*, p. 319).
1846	G. Hagen	41,13	Écoulement des gouttes (*Abh. Berl. Akad.*, p. 15).
1858	Quincke	53,1	Hauteurs de gouttes aplaties (*Pogg. Ann.*, 105, p. 38).
1757	Ed. Desains	46,55	Hauteurs de gouttes aplaties (*Ann. de Chim.* (3), 51, p. 442).
1868	Quincke	40,42-57,06	Écoulement des gouttes (*Pogg. Ann.*, 135, p. 638).
1869	Dupré	49,17	Écoulement des gouttes (*Théorie de la chaleur*, p. 251).
1878	Sondhauss	50-55	Adhérence d'anneaux de cuivre (*Pogg. Ann. Ergbd.*, 8, p. 296).
1883	Bashforth	45,82	Petites gouttes.
1885	Magie	34	Courbure de gouttes aplaties (*Wied. Ann.*, 25, p. 428).
1887	Lenard	47,10	Gouttes vibrantes (*Wied. Ann.*, 30, p. 238).
1887	Sieg	46,44	Hauteurs de gouttes aplaties (*Diss. Berlin*, 1887).
1889	Mathiessen	49,6	
1890	Sentis	39,23	Plaques de fer flottantes (*Journal de Phys.*, 9, p. 385).
1890	Piccard	53,93	
1890	Michie Smith	50	
1892	Cantor	45,89	Manomètre (*Wied. Ann.*, 47, p. 405).
1894	Quincke	55,78	Hauteur soulevée et angle de raccordement dans les tubes capillaires (*Wied. Ann.*, 52, p. 19).
1895	G. Meyer, Lohnstein.	43,68	Courbure des gouttes aplaties (*Wied. Ann.*, 54, p. 722).
1897	Siedentopf	45,40	Courbure des gouttes aplaties (*Wied. Ann.*, 1897).

Enfin, M. Quincke rappelle que, dès 1868-1869, il a mesuré les constantes capillaires de métaux fondus. L. Marchis.

L. HOLBORN. — Ueber die Magnetisirung von Stahl und Eisen durch kleine Krafte. (Sur l'aimantation de l'acier et du fer sous l'action de faibles forces magnétisantes). — P. 281-292.

L'acier et le fer se présentent sous forme de barreaux cylindriques ; on les place dans des bobines cylindriques parcourues par des courants qu'on intervertit plusieurs fois.

Pour calculer la force démagnétisante, on assimile le cylindre à un ellipsoïde allongé, on mesure le moment par une méthode magnétométrique.

On étudie les forces magnétisantes comprises entre 0 et 2 C. G. S. environ.

Pour l'acier et la fonte, la courbe qui représente le coefficient d'aimantation en fonction de la force magnétisante est une droite sensiblement parallèle à l'axe des forces magnétisantes ; pour le fer doux, c'est une courbe présentant des portions sensiblement rectilignes se raccordant entre elles.

R. Swyngedauw.

R. APT. — Ueber den Einfluss des primären Erregers auf Form und Intensität der electrischen Schwingungen in Lecherschen System (Sur l'influence de l'excitateur sur la forme et l'intensité des vibrations électriques dans le système de Lecher). — P. 293-313.

Étude expérimentale et systématique.

Principaux résultats. — L'intensité des vibrations du secondaire est maximum quand les fils qui joignent l'excitateur à la bobine de Ruhmkorff ont une longueur égale à un multiple pair de $\frac{\lambda}{4}$.

La distance des nœuds diffère suivant que l'étincelle de l'excitateur éclate dans l'huile ou dans l'air.

La valeur de la résistance des ponts n'a pas d'influence sur la position des nœuds.

R. Swyngedauw.

W. ARNOLD — Ueber Luminescenz (Sur la luminescence). — P. 330-362.

L'auteur provoque la luminescence d'un très grand nombre de substances minérales et organiques par la lumière, les rayons X et

cathodiques, les « Kanal strahlen » de Goldstein, les rayons de décharge de E. Wiedemann et de Becquerel.

Certaines substances s'illuminent sous l'action de certains rayons, restent obscures sous l'action de certains autres.

Autres observations. — Les « kanal strahlen » ne traversant pas le papier noir ne sont pas des rayons de Röntgen; ils déchargent les corps électrisés positivement ou négativement et échauffent les corps qu'ils frappent.

Les rayons de Röntgen sont absorbés d'une façon différente par les solutions de l'iode dans l'alcool et le CS^2.

R. Swyngedauw.

J. PRECHT. — Untersuchungen über Kathoden und Röntgen Strahlen (Recherches sur les rayons cathodiques et les rayons Röntgen). — P. 330-362.

L'auteur retrouve par la photographie cette loi d'Hittorf que les rayons cathodiques sont déviés par l'aimant suivant la loi de Biot et Savart; il énonce aussi certaines propriétés analogues à celles qui sont citées dans le mémoire précédent. Les rayons Röntgen seraient en partie de nature ondulatoire, en partie d'une autre nature, parce que l'absorption par le papier noir dépend du temps.

D'après des recherches de nature interférentielle, la longueur d'onde des rayons X serait de l'ordre des λ lumineux, ce qui ne concorde pas avec les recherches de MM. Gouy et Sagnac.

R. Swyngedauw.

J. PAUER. — Absorption ultraviolatter Strahlen durch Dampfe und Flüsigkeiten (Absorption de l'ultraviolet par des vapeurs et des liquides). — P. 363-379.

Ce travail se rattache aux recherches, déjà nombreuses, où l'on a cherché à relier la position des bandes d'absorption à la constitution chimique du corps absorbant, ou à la nature du dissolvant. La plupart des matières organiques colorées, donnant par conséquent des bandes dans le spectre visible, ont une constitution chimique complexe. Au contraire, bon nombre de substances de structure bien connue, comme la benzine et ses dérivés, ont leurs bandes d'absorption dans l'ultra-violet. C'est pourquoi M. Pauer a fait ses recherches dans cette partie du spectre, en employant la photographie comme procédé d'étude.

L'appareil utilisé était un spectroscope pour l'ultraviolet de Cornu ;

la source de radiations, l'étincelle d'une jarre excitée par une bobine. Le plus souvent les électrodes étaient en cadmium. Avec une fente étroite et une pose de dix minutes, on avait une bonne image du spectre ultraviolet jusqu'à la radiation $\lambda = 0,215\mu$.

L'auteur a étudié plusieurs corps à l'état de vapeur, de liquide pur et de dissolutions. Dans chaque cas, le corps absorbant était placé dans une cuve fermée par des plaques de quartz et dont l'épaisseur était convenablement choisie. L'absorption de la benzine et de ses dérivés est extraordinairement grande, de l'ordre de grandeur de l'absorption métallique; aussi, pour étudier les corps à l'état liquide, on employait des épaisseurs de l'ordre de 1 micron. (Des traces de vapeur de benzine dans l'air suffisent pour que les quatre principales raies d'absorption apparaissent sur les clichés.)

Les corps étudiés ont été : *Benzine*, Toluène, Xylènes (ortho, méta et para), Éthylbenzine, Benzine monochlorée, monobromée, monoiodée, Aniline, Nitrobenzène, Azobenzol, Amidoazobenzol, Pyridine, Thiophène et, en outre, *Sulfure de Carbone*.

Toutes ces substances ont des bandes d'absorption dans l'ultraviolet, principalement dans la région comprise entre les raies 16 et 23 du cadmium (λ 0,283 — 0,231). Les bandes des composés dissous dans des dissolvants variés se rapprochent du rouge à mesure que l'indice de réfraction ou le pouvoir dispersif du dissolvant vont en augmentant; c'est une vérification de la règle énoncée par Kundt. De même, les bandes du corps absorbant, pris à l'état liquide, sont déplacées du côté du rouge par rapport aux bandes d'absorption de la vapeur.

Ces bandes d'absorption de la vapeur se résolvent, en général (à l'exception de la benzine monoiodée et du thiophène), en lignes isolées ou groupées, qui se fondent dans de larges bandes, lorsque l'épaisseur ou la pression augmentent.

La benzine, l'aniline et le sulfure de carbone ont des spectres d'absorption caractéristiques, mais on n'aperçoit de loi dans la distribution des raies que dans le cas de la benzine.

On ne voit pas de relation simple entre le spectre de la benzine et ceux de ses dérivés. Des corps isomorphes (les trois xylènes et l'éthylbenzine) ont des spectres tout à fait différents. Cependant on peut dire, d'une manière générale, que la substitution d'un radical repousse les bandes d'absorption du côté du rouge.

A. Cotton.

J. TRAUBE. — Ausdehnung des Gesetzes von Boyle-Van der Waals-Gay-Lussac auf homogene Flüssigkeiten (Extension de la loi de Mariotte-Van der Waals-Gay-Lussac aux liquides homogènes). — P. 380-390.

L'auteur définit :

1° Le *volume essentiel* de l'atome (Kernvolumen).

C'est l'espace occupé réellement par la matière d'un atome. Ce terme correspond à l'*enveloppe d'éther* (Aetherhülle) de Clausius.

2° Le *volume d'oscillation* de l'atome (Schwingungsvolumen).

C'est l'espace dans lequel se font les vibrations de l'atome.

Ce terme correspond à la *sphère d'activité* (Wirkungsphäre) de Clausius.

3° Le *covolume moléculaire*. C'est l'espace dans lequel se font les vibrations de la molécule.

On a la relation :

$$V_m = \frac{m}{d} = \Sigma nC + \Phi,$$

dans laquelle : m, poids moléculaire du corps étudié ; d, sa densité ; ΣnC = somme de tous les espaces d'oscillation des atomes ; Φ = covolume moléculaire.

Dans une série de mémoires antérieurs, M. Traube a montré que le volume essentiel de l'atome pouvait être mesuré au moyen de son indice de réfraction et les autres quantités au moyen du poids spécifique. La relation qui existe entre ces deux grandeurs physiques conduit au théorème suivant :

Le volume d'oscillation de l'atome est égal à son volume essentiel multiplié par 3,5.

L'auteur cherche ensuite la relation qui existe entre le volume essentiel et la constante b de la formule de Van der Waals. Il trouve que b est égal au volume essentiel multiplié par $4\sqrt{2}$.

D'autre part, l'auteur transforme la formule de Van der Waals en la suivante :

$$K.\Phi = RT.$$

Le produit de la pression moléculaire $\left(K = \frac{a}{v^2}\right)$ par le covolume moléculaire est proportionnel à la température absolue.

L'auteur vérifie cette formule pour quelques liquides.

Il montre enfin comment, au moyen de la formule de Van der Waals, on peut de la densité d'un liquide déduire sa compressibilité, son coefficient de dilatation, son indice de réfraction, ses grandeurs critiques et sa chaleur de vaporisation.

En particulier, il trouve que la chaleur de vaporisation est directement proportionnelle à a (cohésion moléculaire) et inversement proportionnelle au volume d'oscillation et au volume essentiel des atomes.

L. Marchis.

J. TRAUBE. — Zur Kinetik der Flussigkeiten (Contribution à la théorie cinétique des liquides). — P. 391-395.

L'auteur met l'équation de Van der Waals sous la forme :

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \frac{1}{3}\, nmv\, G_0^2,$$

formule dans laquelle : n est le nombre des molécules contenues dans l'unité de volume; m, le poids moléculaire; v, le volume; G_0, la vitesse moléculaire à 0°.

En se reportant aux notations du mémoire précédent, G_0 peut se mettre sous la forme :

$$G_0 = \sqrt{\frac{3K\Phi}{m}}.$$

Or, à une même température, le produit $K\Phi$ pour un liquide et le produit pv pour un gaz parfait sont égaux.

On arrive donc à ce théorème :

Les vitesses des molécules d'un liquide sont, à une même température, égales aux vitesses moléculaires des gaz.

Désignons maintenant par L la grandeur du déplacement (Weglänge) d'une molécule liquide.

On a :

$$L = \sqrt[3]{Vm} - \sqrt[3]{\Sigma nC}\ (^1).$$

(1) Voir le mémoire précédent.

L'auteur se sert de cette formule pour calculer les grandeurs de déplacement d'une molécule liquide. Il compare les résultats obtenus à ceux que donne une méthode due à O.-E. Meyer et qui donne les valeurs de L pour la même molécule prise à l'état de gaz parfait. Il constate qu'il y a sensiblement un rapport constant pour tous les corps étudiés, sauf pour l'hydrogène. De plus, on peut conclure qu'en moyenne la grandeur du déplacement est 990 fois plus grande pour une molécule à l'état de gaz que pour la même molécule à l'état liquide. Il en résulte que le nombre des chocs, c'est-à-dire le quotient de la vitesse par la grandeur du déplacement, est 990 fois plus grand pour la molécule à l'état liquide que pour cette même molécule à l'état de gaz.

D'après Van der Waals, la grandeur du déplacement d'une molécule prise à l'état de gaz est donnée par la formule :

$$L = \frac{v - \frac{3}{2\sqrt{2}} b}{\frac{3}{\sqrt{2}} b} S;$$

b, constante de la formule de Van der Waals ; s, diamètre de la sphère dont le volume peut être considéré comme la somme des volumes d'oscillation des atomes.

L'auteur déduit de là pour le diamètre du volume essentiel d'un atome :

$$d = \frac{S}{\sqrt[3]{4\sqrt{2}}}.$$

L. MARCHIS.

J. TRAUBE. — Ausdehnung des Gesetzes von Avogadro auf homogene Flüssigkeiten (Extension de la loi d'Avogadro aux liquides homogènes). — P. 396-400

On peut donner en toute rigueur l'énoncé suivant de la loi d'Avogadro pour les gaz :

Le covolume moléculaire d'un gaz quelconque est constant pour une même température et pour une même pression.

Sous cette forme, le théorème est vrai pour les liquides homogènes et pour les solides.

Comme le remarque l'auteur, sur un grand nombre de carbures d'hydrogène, d'éthers et d'acides organiques, le covolume moléculaire d'un liquide est à 0° d'environ 24,5 centimètres cubes. Toutefois, les premiers termes des séries donnent, en général, de trop petites valeurs du covolume X.

Les combinaisons hydroxyliques donnent aussi principalement des valeurs trop petites du covolume ; de trop grandes valeurs sont fournies, au contraire, par les amines tertiaires et les combinaisons halogénées. L'auteur fait diverses hypothèses un peu arbitraires pour expliquer ces anomalies.

Si on combine l'équation de Van der Waals avec l'expression précédente de la loi d'Avogadro, on parvient au théorème suivant :

Les pressions moléculaires de tous les liquides ont une même valeur à une même température.

On a donc :

$$\text{(Formule de Van der Waals)} \; \frac{a}{v^2} = C^{te}. \qquad a = C^{te}. \times v^2 = C^{te}. \frac{m^2}{d^2}$$

L'attraction moléculaire ou encore la cohésion des liquides est directement proportionnelle au produit des masses des molécules et inversement proportionnelle au carré de la densité du liquide.

L. Marchis.

E. GUMLICH. — Ueber die Herstellung von Arons'chen Bogenlampen mit Amalgamfüllung (Emploi des amalgames dans la lampe à arc de Arons). — P. 401-408.

Arons [1] a décrit une lampe où l'arc se produit dans de la vapeur de mercure, de sorte que la lumière émise donne, à l'examen spectroscopique, les raies caractéristiques de ce métal avec beaucoup d'éclat et peut être utilisée dans beaucoup de recherches d'optique. Mais il y a des régions du spectre où le mercure ne donne pas de raies ; dans ces régions, se trouvent précisément les raies du cadmium, utilisées par Michelson. Les tubes de Geissler à vapeur de cadmium, utilisés par Michelson, doivent être chauffés à 300° et cassent souvent [2]. Aussi l'auteur a-t-il cherché à utiliser la lampe de Arons en

(1) *Wied Ann.*, t. XLVII, p. 767 ; 1892.

(2) Il est bon de rappeler qu'à la dernière Exposition de la Société française de Physique M. Chabaud présentait des tubes construits, sur les indications de M. Hamy, pour éviter ces accidents.

la garnissant non pas de mercure, mais d'amalgame de cadmium.

Il y a réussi, grâce à un certain nombre de précautions qu'il décrit en détail. Il faut, en particulier, placer l'amalgame dans un tube vide d'air, et le débarrasser soigneusement, par filtration, de toute trace d'oxyde pendant qu'on le fait couler dans l'appareil. Le tube étant porté à 100°, et l'amalgame étant assez riche (10 0/0 de cadmium), les raies du cadmium deviennent très nettes, sans atteindre, toutefois, l'éclat très vif de certaines raies du mercure.

D'autres métaux, le zinc par exemple, ont été essayés avec un moindre succès.

A. COTTON.

H.-W. VOGEL. — Ueber die Messung der Helligkeit des Tageslichts (Sur la mesure de l'intensité de la lumière du jour). — P. 408-410.

L'auteur a fait ces mesures, en vue surtout d'une application possible aux industries photographiques, au laboratoire de photochimie de l'École impériale chimique de Berlin. Il utilise le photomètre de Weber, avec une lampe à l'acétate d'amyle comme source de comparaison, mais sans employer aucune espèce de verres colorés. Bien que les deux plages à comparer n'aient pas la même couleur, il arrive à déterminer avec assez de précision leur égalité d'éclat.

La lumière du jour subit naturellement d'énormes variations avec l'état de l'atmosphère ; elle varie, par exemple, en hiver, dans le rapport de 1 à 200, suivant qu'il y a ou non des nuages au ciel.

A. COTTON.

ESCHENHAGEN. — Werthe der erdmagnetischen Elemente zu Postdam für das Jahr 1896 (Valeurs des éléments du magnétisme terrestre à Postdam pour 1896). — P. 411-413.

Voici les valeurs au 1er janvier 1896, avec les changements par rapport à 1895.

	Valeur pour 1896.	Variation pour 1895.
Déclinaison	10°14',3. ouest.	— 5',6.
Composante horizontale	0,18747. C. G. S.	+ 0,00027
Composante verticale	0,43404. C. G. S.	+ 0,00012
Inclinaison	66°38',4	— 1',4.

L'auteur expose un plan de recherches destinées à établir la carte magnétique du pays.

B.

NEESEN. — Aenderung an dem Einströmungsort des Quecksilbers bei Quecksilberkolbenluftpumpen (Modification dans le lieu d'écoulement du mercure dans les pompes à mercure). — P. 414.

Perfectionnement apporté à la construction : voir la figure.

AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE;

4e série, t. II, 2e semestre 1896.

C. BARUS. — The Lecture Experiment with Liquid carbon Dioxide (Expérience de cours avec l'acide carbonique liquide). — P. 1.

Il vaut mieux chauffer le tube à acide carbonique dans un bain d'air que dans un bain d'eau. On projette plus aisément avec une lentille la ligne de séparation du liquide et du gaz. Le tube fait lui-même l'effet d'une lentille cylindrique, et il est aisé de montrer qu'on a deux lignes focales distinctes données par la partie du tube qui contient de l'acide carbonique gazeux et par la partie qui contient de l'acide liquide.

Brunhes.

LINEBARGER. — An Apparatus for the Rapid Determination of the surface Tensions of Liquids (Appareil pour la détermination rapide des tensions superficielles). — P. 108-122. — Sur la tension superficielle des mélanges de liquides normaux. — P. 226-227.

Simon [1] mesure la constante capillaire par la pression qu'il faut donner à l'air pour forcer les bulles à sortir par l'extrémité inférieure d'un tube capillaire plongé dans un vase plein de liquide. Cette pression fait équilibre à la colonne liquide qui s'élèverait dans le tube capillaire, si l'on n'insufflait pas d'air par le haut. Jäger a modifié la méthode en prenant deux tubes capillaires de diamètres différents,

---

[1] *Ann. de Chimie et de Phys.* [3e série], t. XXXII, p. 1.

réunis tous deux par le haut à une même soufflerie, et mesurant la différence de hauteur qu'il faut donner aux extrémités inférieures des deux tubes pour faire sortir l'air par tous les deux à la fois. M. Linebarger fait déplacer l'un des tubes au moyen d'une vis micrométrique et, comprimant l'air régulièrement et graduellement, on a des résultats très concordants. On commence par déterminer la *constante de l'appareil* d'un système de deux tubes en opérant avec un liquide connu. En appliquant sa méthode à des mélanges, l'auteur conclut que la règle des mélanges n'est pas applicable au calcul des tensions superficielles.

P. QUINET.

O.-N. ROOD. — On the regular or specular reflection of the Röntgen Rays from polished metallic surfaces (Réflexion régulière des rayons Röntgen sur des surfaces métalliques polies). — P. 173-180.

L'auteur pense avoir obtenu, avec de longues poses, des images provenant de *réflexion régulière* de rayons Röntgen sur des miroirs de platine, plans ou cylindriques concaves. Un miroir de platine plan, incliné à 45° sur les rayons incidents, réfléchit, d'après lui, $\frac{1}{260}$ des rayons X incidents. La réflexion régulière se compliquerait toujours de réflexion diffuse.

P. QUINET.

A. DE FOREST PALMER. — On the Rate of Condensation in the Steam Jet (Sur la vitesse de condensation dans un jet de vapeur). — P. 247.

La surface du nuage qui se forme dans l'air, quand le jet de vapeur est sorti par un orifice étroit de la chambre à vapeur, peut être évaluée par la photographie. Le rapport du volume de vapeur qui s'échappe de l'orifice par unité de temps, à la surface du nuage, donne la *vitesse de condensation*. On peut étudier sa variation avec la pression sous laquelle la vapeur s'échappe. Le mémoire ne contient, d'ailleurs, aucune mesure absolue de cette vitesse.

BRUNHES.

C.-B. RICE. — Sur une nouvelle méthode pour lire les déviations des galvanomètres. — P. 276-278.

L'auteur décrit un galvanomètre dont les dimensions sont assez

restreintes pour éviter les perturbations inhérentes aux galvanomètres Thomson, Wiedemann, etc.

L'aimant consiste en un disque d'acier circulaire de 1 centimètre de diamètre, poli sur ses deux faces, pouvant servir de miroir et suspendu entre deux bobines de fil ayant chacune une résistance de 6 ohms.

Les couvercles de laiton que l'on adapte aux bobines sont pourvus d'ouvertures fermées par des verres qui permettent de voir les deux faces de l'aimant tout en évitant les courants d'air. Une petite ouverture de $1^{mm},4$ de diamètre, pratiquée au centre du miroir, permet de voir les objets qui se trouvent suffisamment près de l'axe de l'appareil.

D'un côté, en regard de l'aimant, à 5 ou 7 centimètres de ce dernier, mais à un niveau un peu plus élevé, se trouve une petite lentille.

Du côté opposé à la même distance du miroir est fixé un point brillant.

Sous la lentille précédente se trouve une petite échelle. L'image de cette échelle formée par le miroir se superpose à l'image du point fixe vu à travers l'ouverture du miroir. L'emploi de cette lentille faisant fonction de loupe permet de réduire les dimensions de l'appareil.

Notons que les trois pièces : point brillant, galvanomètre et lentille, sont portées par un même support, et l'on peut régler une fois pour toutes les positions relatives du point brillant, de la lentille et de l'échelle.

P. Quinet.

CHARLES PALACHE. — On Crystal Measurement by means of Angular Coordinates and on the Use of the Goniometer with two Circles (Sur la mesure d'un cristal au moyen de coordonnées angulaires et sur l'usage du goniomètre à deux cercles). — P. 279.

Au lieu de mesurer les angles des faces deux à deux, on peut chercher à fixer les positions des points de la sphère de référence, où les normales aux faces du cristal percent cette sphère. La normale à chaque face, prise isolément, est ainsi définie en position, par rapport à un système de plans invariablement liés au cristal, par deux coordonnées tout à fait comparables aux coordonnées géographiques, longitude et latitude.

L'appareil employé est un goniomètre comprenant un cercle hori-

zontal divisé; sur ce cercle peut se mouvoir un bras rigide horizontal sur lequel est implantée une tige verticale, portant un cercle divisé vertical. Ce cercle peut en outre tourner dans son propre plan, entraînant dans cette rotation une tige implantée suivant son axe; c'est à cette tige qu'on fixera, par un support approprié, le cristal à mesurer. On le placera à l'extrémité de la tige; il se trouve alors exactement sur la verticale qui passe par le centre du cercle horizontal. Il est évident qu'il reste en ce même point, quel que soit l'angle φ (longitude), dont on a tourné le bras horizontal qui porte le cercle vertical, et l'angle ρ (latitude), dont on a tourné sur elle-même la tige horizontale implantée sur le cercle vertical. On peut toujours disposer de ces deux angles, de telle sorte qu'une face quelconque du cristal réfléchisse dans une lunette fixe la lumière envoyée par un collimateur fixe.

BRUNHES.

FLORIAN CAJORI. — Search for Solar X-Rays on Pike's Peake (Recherche des rayons X dans la radiation solaire au sommet du Pike). — P. 289.

Le sommet du Pike est à 14.147 pieds (environ 4.250 mètres). On n'a pas trouvé trace de rayons X dans la lumière solaire reçue à cette altitude : l'expérience a cet intérêt que l'absence de rayons X dans la lumière solaire reçue au niveau de la mer pouvait être plus aisément attribuée à une absorption par l'atmosphère.

BRUNHES.

LINEBARGER. — On the viscosity of mixtures of Liquids (Sur la viscosité des mélanges de liquides). — P. 331.

Les viscosités sont mesurées par l'appareil d'Ostwald, en comparant la durée d'écoulement de l'eau pure et celle du mélange étudié. On n'a pas, en général, une viscosité calculable par la règle des mélanges : l'écart est grand, notamment, quand les viscosités des deux liquides sont assez différentes et qu'on considère un mélange à proportions égales. Exemples : benzine, $\eta = 0,00599$; nitrobenzine, 0,01834 ; pour les mélanges de ces deux liquides, la différence entre le calcul et l'observation atteint 0,00372 (viscosité de l'eau à 25°, 0,00895).

BRUNHES.

WALTER-G. CADY. — **Mesure du volume du réservoir d'un thermomètre à air.** P. 341-342.

L'auteur indique une méthode simple et suffisamment exacte pour calculer le volume du réservoir d'un thermomètre à air sans être obligé de détacher ce réservoir de l'appareil après chaque expérience.

On peut utiliser l'appareil ordinaire en ayant soin de graduer le tube manométrique à partir du sommet, afin de pouvoir calculer facilement le volume de l'air que ce tube peut contenir.

En supposant tout l'appareil maintenu à une température constante durant l'expérience, le volume du réservoir et du tube capillaire reliant ce réservoir au tube manométrique est :

$$V = \frac{P_2 v_2 - P_1 v_1}{P_1 - P_2},$$

où v_2 et v_1 sont les excès des volumes mesurés par la graduation correspondant respectivement aux pressions P_2 et P_1.

P. Quinet.

HOWARD-D. DAY. — **The Effect of Residual Viscosity on Thermal Expansion (Effets de la viscosité résiduelle sur la dilatation).** — P. 342.

Un tube de caoutchouc est dilaté très régulièrement jusqu'à 50° ; à partir de 51°, il se contracte par la chaleur jusqu'à 60°. Alors on refroidit le bain de quelques degrés, puis on le réchauffe jusqu'à 64° ; on a, de 61° à 64°, une courte portion de droite indiquant une contraction nouvelle, mais ne se raccordant pas à 61° avec la précédente. Durant le temps qu'on a refroidi, puis chauffé à 61° le bain, le caoutchouc a continué à se contracter. Il n'y a pas de contraction réelle par élévation de température, selon l'auteur ; mais il y a, au-dessus d'une température donnée, réarrangement de molécules d'un corps visqueux. A basse température, la viscosité serait trop grande pour que les molécules puissent revenir vers leur position d'équilibre véritable. Il y aurait, en somme, *faux équilibre*, que l'élévation de température rendrait moins stable.

Les mêmes considérations sont applicables, quoique la grandeur des phénomènes soit incomparablement moindre, à la dilatation des

métaux, comme l'acier trempé, étudié par Barus et Strouhal. Elles indiquent qu'il faut s'entourer de précautions toutes spéciales, si l'on veut utiliser des règles métalliques comme étalons de longueur rigoureusement invariables. **Brunhes.**

B.-O. PEIRCE. — On the Induction coefficients of Hard Steel Magnets (Sur les coefficients d'induction d'aimants en acier dur). — P. 347.

Détails de préparation de petits aimants destinés à des expériences de magnétométrie. On prend des barreaux cylindriques de $0^{cm},8$ à $0^{cm},95$ de diamètre. On les coupe à la longueur voulue, puis on chauffe ces morceaux d'acier au rouge blanc, on les plonge dans un grand bain d'eau acidulée à la température de la glace fondante. On peut, dans l'eau, limer légèrement les deux bouts sans modifier la trempe. On chauffe ensuite longtemps dans la vapeur à 100° ou dans l'eau bouillante ; puis on aimante en plaçant le barreau entre les pôles d'une culasse de fer doux, dans un long solénoïde ayant 32 tours de fil par centimètre, avec un courant de 25 ampères. Les aimants sont ensuite recuits par une seconde exposition assez longue à 100°.

Le moment magnétique par gramme, obtenu dans l'aimantation permanente de ces barreaux, varie suivant la longueur. Le maximum a été 43 C. G. S. par gramme, pour un barreau de 20 centimètres de longueur et $0^{m},64$ de diamètre ; le minimum a été voisin de 7 C. G. S. par gramme, pour un barreau de 4 centimètres de longueur et $0^{m},85$ de diamètre. **Brunhes.**

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Wiedmann's Annalen.

T. LXI ; n° 8, 1897.

C. Runge et F. Paschen. — *Sur les spectres de la série des éléments oxygène, soufre et sélénium*, p. 641.

J. Königsberger. — *Sur l'absorption des rayons infra-rouges dans les cristaux biréfringents*, p. 687.

O. Wiedeburg. — *Sur les phénomènes irréversibles*, p. 705.

E. Wiedemann et G.-C. Schmidt. — *Sur la conductibilité électrolytique des gaz raréfiés*, p. 737.

U. Behn. — *Sur les réactions dans l'électromètre capillaire*, p. 748.

C. Stumpf et M. Meyer. — *Déterminations des nombres de vibrations pour les notes très élevées*, p. 760.

J.-A. Grosbans. — *Sur le volume de vapeur développé par la vaporisation d'un centimètre cube de liquide à la température d'ébullition*, p. 790.

L. Botzmann. — *Encore sur l'atomisme*, p. 780.

A. Abt. — *Sur les propriétés magnétiques développées dans l'acier doux à la fermeture d'un courant, comparées à celles du fer doux*, p. 794.

V. von Lang. — *Détermination de la capacité par la balance*, p. 800.

H. Starke. — *Sur une méthode de mesure des constantes diélectriques des corps solides*, p. 804.

A. Voller et B. Walter. — *Appendice à notre mémoire sur les rayons Röntgen*, p. 806.

A.-H. Bucherer. — *Rectification à « Magnétisme et f. é. m. »*, p. 807.

R. Hildebrand. — *Remarques sur le travail de M. A. Stadthagen sur les chargements de longueur des tiges de bois*, p. 808.

T. LXII ; n° 9, 1897.

G. Quincke. — *La viscosité des liquides isolants dans un champ électrique constant*, p. 1.

O. Lummer. — *Sur l'incandescence grise et l'incandescence rouge*, p. 14.

A.-C. Jones. — *Sur quelques spectres d'émission du cadmium, du zinc et des composés halogénés du mercure et de quelques autres métaux*, p. 30.

U. Behn. — *Sur la diffusion réciproque de deux électrolytes en solutions aqueuses étendues, principalement sur la diffusion qui tient à une chute de concentration*, p. 54.

I. Klemenčič. — *Sur le retard magnétique (magnetische Nachwirkung)*, p. 68.

J. Sauter. — *Aimantation d'un anneau par un enroulement partiel*, p. 85.

A. Oberbeck. — *Sur la tension au pôle d'un appareil d'induction*, p. 109.

Th. des Couches. — *Disposition commode pour la production de rayons de Lenard et l'exécution de quelques expériences sur ces rayons*, p. 134.

J.-A. Erskine. — *Sur les écrans magnétiques dans les champs alternatifs amortis dus à des décharges de bouteilles de Leyde.*

P. Lebedew. — *Sur l'action pondéromotrice des ondes sur les résonnateurs au repos. III. Résonnateurs acoustiques creux.*

H. Ebert et E. Wiedemann. — *Conducteurs isolés dans un champ électrique à haute fréquence. — Développement de lueurs sur ces conducteurs*, p. 174.

H. Ebert et E. Wiedemann. — *Cessation de l'excitabilité d'un gaz raréfié dans un champ à haute fréquence*, p. 182.

H. Ebert et E. Wiedemann. — *Phénomènes que présente un gaz raréfié dans des espaces métalliques à peu près fermés, à l'intérieur d'un champ à haute fréquence*, p. 187.

W. Wien. — *Sur les surfaces fermées de discontinuité de la vitesse, dans un liquide incompressible et sans frottement*, p. 192.

U. Dühring. — *La loi d'Avogadro et l'état d'agrégation liquide (réclamation)*, p. 204.

F.-F. Martens. — *Méthode pour tracer sur le verre des marques et des traits de division qui apparaissent en clair sur fond obscur*, p. 206.

En supplément :

P. Drude. — *Sur les actions à distance*, I-XLIX.

THÉORIE DES LIQUIDES A MOLÉCULES SIMPLES ;

Par M. GERRIT BAKKER.

Un liquide homogène remplit un vase. Imaginons que les forces moléculaires soient suspendues sans que la vitesse moyenne varie; c'est-à-dire substituons aux molécules du liquide des molécules qui ne s'attirent pas. Alors ce système de molécules exerce une pression contre la paroi, pression que je nommerai la pression cinétique. Désignons cette pression par la lettre θ. Si le liquide exerce réellement une pression beaucoup plus faible que cette pression cinétique, c'est que les molécules subissent des variations de mouvements dans la couche superficielle, par suite de leurs attractions mutuelles.

A l'intérieur du liquide, les forces moléculaires produisent des mouvements uniformément accélérés dans tous les sens et il n'y a pas de direction privilégiée.

Dans la couche superficielle les forces se comportent autrement. Par suite des attractions mutuelles, les chemins parcourus par les molécules sont des courbes dont les directions ont une tendance à être parallèles à la surface du liquide (ou à la paroi).

Cette variation des mouvements dans la couche superficielle doit diminuer la pression contre les parois.

Nommons cette diminution de la pression, la *pression moléculaire* K. Nous aurons :

$$p = \theta - K. \tag{1}$$

Pour un liquide qui ne se vaporise pas, la pression extérieure peut être nulle, et alors $\theta = K$.

La thermodynamique nous conduit aussi d'une manière toute naturelle à une équation dans laquelle la pression entre comme différence de deux termes.

Pour cela, intégrons entre T et $T = \infty$ (en supposant v invariable), l'équation connue, dans laquelle E désigne l'énergie :

$$T\left(\frac{dp}{dT}\right)_v - p = \left(\frac{dE}{dv}\right)_T;$$

nous aurons :

$$p = Tf(v) - T\int_T^\infty \frac{1}{T^2}\left(\frac{dE}{dv}\right)_T dT. \tag{2}$$

Les expériences montrent que l'énergie E ne dépend pas beaucoup de la densité pour les hautes températures. $\left(\frac{dE}{dv}\right)_T$ diminue donc en général avec la température ; mais, en tous cas, ne devient jamais infini. Le second terme du second membre a donc une limite finie.

La théorie cinétique nous a donné $p = \theta - K$.

La théorie thermodynamique nous donne l'équation (2).

Si nous élevons la température, E devient fonction de la température seule, le dernier terme s'annule et nous aurons $p = Tf(v)$. Nous pouvons donc considérer l'expression $Tf(v)$ comme la pression qu'exercerait le liquide, si les forces moléculaires ne dépendaient pas du volume lorsqu'on abaisse la température. $Tf(v)$ est donc la pression cinétique, et l'expression $T\int_T^\infty \frac{1}{T}\left(\frac{dE}{dv}\right)_T dT$ la pression moléculaire.

La théorie cinétique dit que la pression cinétique varie proportionnellement à $mu \times u$ (la densité restant la même), donc :

$$\theta = \psi(v) \sum \frac{1}{2} mu^2;$$

d'où, par comparaison avec l'équation $\theta = f(v)$,

$$\sum \frac{1}{2} mu^2 = T\varphi(v);$$

ce qui s'exprime ainsi :

L'énergie cinétique du mouvement de progression des molécules d'un liquide est proportionnelle à la température absolue (à densité invariable).

Pour calculer la pression moléculaire $K = T\int_T^\infty \frac{1}{T}\left(\frac{dE}{dv}\right)_T dT$, nous nous servirons de l'expression de l'énergie E en fonction de T et de v :

$$dE = kdT + dv\int T\left(\frac{d^2p}{dT^2}\right)_v dT + \left[T\left(\frac{dp}{dT}\right)_v - p\right] dv,$$

que l'on peut écrire :

$$dE = kdT + d\int \left[T\left(\frac{dp}{dT}\right)_v - p\right] dv,$$

expression dans laquelle le dernier terme est une différentielle totale.

Pour E nous trouvons donc :

$$dE = \int k dT + \int \left[T \left(\frac{dp}{dT}\right)_v - p \right] dv,$$

dont le second membre a la forme ψ (T) + φ (v,T).

Si nous augmentons le volume en maintenant la température constante : $T \left(\frac{dp}{dT}\right)_v - p = \left(\frac{dE}{dv}\right)_T$ devient nul, et nous aurons :

$$E = \int k dT.$$

Si donc la chaleur spécifique des gaz est constante et si la densité diminue, k est aussi une constante et nous avons $E = kT$. Mais, l'attraction des molécules devenant nulle, kT doit être aussi l'énergie cinétique.

En général :

$$E = kT + \int \left[T \left(\frac{dp}{dT}\right)_v - p \right] dv.$$

L'expression kT, que nous pourrions appeler l'énergie thermique, en partant du principe thermodynamique, n'est donc autre chose que l'énergie cinétique.

Nous écrivons $\omega = kT$; et nous arrivons à cette idée : *si l'énergie cinétique totale est une fonction de la température seule, elle est proportionnelle à la température absolue.* Nous avons déjà trouvé que, si la densité est invariable, l'énergie cinétique des mouvements de progression est aussi proportionnelle à la température absolue. De là, nous concluons :

Pour un liquide donné, le rapport de l'énergie cinétique des mouvements de progression à l'énergie cinétique totale est une fonction du volume et ne dépend pas de la température. De plus, si l'on fait l'hypothèse ordinaire que l'énergie cinétique de progression est proportionnelle à la température, *ce rapport est toujours constant.*

Comme on le sait, ce rapport pour les gaz est :

$$\frac{2}{3} \frac{C_v}{C_p - C_v} = \frac{2}{3} \frac{1}{k - 1}.$$

Pour évaluer l'énergie potentielle, nous calculons d'abord l'énergie potentielle d'une molécule ayant la masse m au milieu du liquide.

c'est-à-dire le travail qui est nécessaire pour éloigner de cette molécule toutes les autres. Pour évaluer ce travail pris en signe contraire, nous faisons le produit mV en désignant par V le potentiel. Ce potentiel étant indépendant des mouvements des autres molécules, nous pouvons imaginer que la molécule dont nous calculons l'énergie potentielle est en repos. Nous appellerons diamètre de la molécule, la valeur moyenne de la distance entre 2 molécules au moment où elles se heurtent.

Soit donc 1 molécule au milieu du liquide. Les autres molécules se déplaceront sans cesse, et si nous admettons des valeurs moyennes, nous pourrons penser que toutes ces molécules remplissent l'espace d'une façon homogène; mais *un espace situé autour de la molécule considérée et ayant un rayon égal au diamètre de la molécule reste vide.*

Divisons maintenant tout le liquide en pyramides élémentaires de telle façon que les sommets des pyramides coïncident avec le centre A de la molécule; décrivons du point A comme centre une sphère de rayon égal à l'unité; soit $d\omega$ l'élément sphérique découpé par la pyramide.

Le potentiel produit par la pyramide est :

$$-\int \rho dv \int_r^\infty f(r)\, dr,$$

si $f(r)$ représente la force entre 2 molécules (non entre deux éléments du liquide), ρ la densité, et dv l'élément de volume (ρ représente la masse totale des molécules dans l'unité de volume).

Écrivons l'intégrale

$$\int_r^\infty f(r)\, dr = \varphi(r);$$

nous aurons :

$$-\int \rho\varphi(r)\, dv.$$

Divisons une pyramide élémentaire de la manière connue :

$$dv = r^2 d\omega dr;$$

l'expression du potentiel devient alors $-\, d\omega \int \rho r^2 \varphi(r) dr$. Il faut intégrer entre D et R, si D représente le diamètre de la molécule, et R la

distance du centre de la molécule jusqu'à la surface du liquide; donc on a :

$$- d\omega \int_D^R \rho r^2 \varphi(r)\, dr.$$

Si nous représentons par $\psi(r)$ l'expression $-\int_r^\infty r^2 \varphi(r)\, dr$, nous aurons :

$$- d\omega \int_D^R \rho d\psi,$$

ou, en intégrant par parties,

$$- d\omega \left[\rho\psi(r)\right]_D^R + \int_D^R \frac{\psi(r)}{r^2} \frac{d\rho}{dr} r^2 dr.$$

Le premier terme donne pour toutes les pyramides :

$$-\int \rho_1 \psi(R)\, d\omega,$$

si nous désignons par ρ_1 la densité du liquide à la surface. Si λ représente l'angle de la normale à la surface élevée vers l'extérieur par un point de cette surface et de la ligne qui joint le centre de la molécule à ce point, nous aurons:

$$d\omega = \frac{ds \cos\lambda}{R^2},$$

où ds représente un élément de la surface du liquide. L'expression prend donc la forme

$$\frac{-\rho_1\psi(R) \cos\lambda ds}{R^2},$$

et en intégrant pour toute la surface:

$$-\int \rho_1 \frac{\psi(R) \cos\lambda ds}{R^2}.$$

En outre, l'expression $- d\omega \left[\rho\psi(R)\right]_D^R$ donne

$$d\omega\rho\psi(D),$$

où ρ est la densité à l'intérieur du liquide. En intégrant autour de la molécule nous aurons:

$$4\pi\rho\psi(D).$$

Le potentiel pour la molécule sera donc:

$$V = 4\pi\psi(D)\rho - \rho_1 \int \frac{\psi(R)\cos\lambda ds}{R^2} + \iint_D^R \frac{\psi(r)}{r^2}\frac{d\rho}{dr}\,drdv.$$

Mais ce n'est que là où la densité du liquide varie de point en point que le dernier terme fournit quelque chose au potentiel. Ce terme se rapporte donc à la surface capillaire.

Pour tout point situé à une distance mesurable de la surface, à l'intérieur du liquide, nous avons donc pour le potentiel:

$$4\pi\psi(D)\rho.$$

Si nous négligeons l'énergie capillaire relative à tout le reste, nous n'avons qu'à considérer la dernière expression.

Nous pouvons voir, par le calcul, qu'il est permis, en vérité, de négliger l'énergie capillaire par rapport à l'énergie totale.

Pour l'eau, par exemple, le travail nécessaire pour agrandir la surface libre de 1 millimètre carré est = 7,23 milligrammes-millimètres (d'après Quincke).

Pour augmenter la surface de 1 mètre carré il faut donc un travail de 0,0723 kilogrammètre.

Mais toute l'énergie potentielle n'est autre chose que la chaleur de vaporisation interne dans le vide, et c'est une valeur de l'ordre

575 × 424 kilogrammètres, par kilogramme d'eau.

Pour calculer maintenant l'énergie potentielle totale du liquide (en négligeant l'énergie capillaire), nous supposons que dans l'espace où se trouve le liquide, x molécules seulement se meuvent pendant que nous y ajoutons 1 molécule.

La densité moyenne dans cet espace est donc $\frac{mx}{v-\tau}$ si τ représente le volume de 1 molécule et m sa masse, tandis que v est le volume du liquide.

En ajoutant la $(x+1)^{me}$ molécule, l'augmentation de l'énergie est représentée par $m.4\pi\psi(D)\frac{mx}{v-\tau}$, et pour la molécule suivante:

$$m.4\pi\psi(D)\frac{m(x+1)}{v-\tau}.$$

Le travail pour n molécules sera :

$$\frac{m^2 4\pi\psi(D)[1+2+3+\ldots+n-1]}{v-\tau} = 4\pi m^2\psi(D)\frac{n(n-1)}{2v} = 2\pi\psi(D)\frac{n^2m^2}{v},$$

en négligeant l'unité devant n.

L'énergie potentielle est donc $W = 2\pi\psi(D)\rho^2 v$.

Pour calculer les forces qui s'exercent entre les diverses parties d'un liquide, Laplace et Poisson ont décomposé le liquide en éléments. Ils calculent donc les forces entre les *éléments* du liquide et non entre les *molécules*.

Admettons l'hypothèse qu'un élément est formé par beaucoup de molécules ; en calculant des valeurs moyennes, nous pouvons alors regarder les éléments de volume comme remplis de matière d'une façon homogène.

Mais de cette manière on n'a pas toute l'énergie potentielle, car celle-ci se compose maintenant de deux parties : l'énergie potentielle des éléments du liquide, regardés comme homogènes, et l'énergie potentielle des molécules dans ces éléments.

La difficulté s'est donc simplement déplacée. *La méthode suivie ici évite cette difficulté.*

Comme nous l'avons vu, l'énergie totale est de la forme

$$E = kT + \varphi(v, T),$$

kT = l'énergie cinétique.

Donc, si l'on peut considérer toute l'énergie comme la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle, $\varphi(v, T)$ représente l'énergie potentielle W.

Nous avons donc :

$$E = kT + 2\pi\psi(D)\rho^2 v;$$

v étant le volume spécifique, on a :

$$\rho v = 1; \qquad \text{et il vient:} \qquad E = kT + 2\pi\psi(D)\rho;$$

k se rapporte aussi à l'unité de masse. En appliquant cette expression à la vaporisation, nous aurons immédiatement pour la chaleur interne de vaporisation :

$$\lambda = E_2 - E_1 = 2\pi\psi(D)(d_2 - d_1),$$

si d_2 et d_1 sont les densités de la vapeur saturée et du liquide saturé.

Si la force attractive entre 2 molécules ne change pas sensiblement avec la température, ψ (D) est invariable, et on doit avoir :

$$\frac{\lambda}{d_2 - d_1} = C^{te}.$$

J'ai trouvé, à l'aide des tableaux de Zeuner :

Pour l'eau :

	$\frac{\lambda}{d_1 - d_2}$
100°	0,517
120°	0,505
140°	0,501
160°	0,496
180°	0,491
200° (1)	0,488

Pour l'éther :

t	λ	$\frac{\lambda}{d_1 - d_2}$
0°	86,48	0,117
50	79,45	0,116
100	68,65	0,115
120	63,61	0,114

Pour le chloroforme :

t	λ	$\frac{\lambda}{d_1 - d_2}$
0°	62,47	0,040
50	56,75	0,038
100	51,03	0,039
150	45,12	0,039

Pour l'acétone :

t	λ (Regnault)	$\frac{\lambda}{d_1 - d_2}$	λ (Avenarius)	$\frac{\lambda}{d_1 - d_2}$
0°	131,85	0,161	128,14	0,157
50	119,91	0,158	120,18	0,159
100	105,22	0,153	101,21	0,149

Au-dessus de 100° les valeurs de λ diffèrent trop. Par exemple, selon Regnault, à 140°, $\lambda = 90,62$; selon Avenarius, $\lambda = 78,15$.

Les belles recherches de MM. Cailletet et Mathias donnent, pour le

(1) Selon Fairbairn et Tate, les valeurs pour le volume de la vapeur donnent, à 120°, 0,494 et, à 140°, 0,485.

protoxyde d'azote :

t	d_1	d_2	$d_1 - d_2$	λ	$\frac{\lambda}{d_1 - d_2}$
35	480	340	140	8,3	0,059
30	610	228	382	23,26	0,060
25	689	182	507	31,24	0,061
20	747	152	595	36,19	0,060
15	795	127	668	40,78	0,061
10	834	108	726	44,24	0,060
5	869	93,5	775,5	47,28	0,060
0	903	80	823	49,49	0,060
— 5	927	69	858	51,63	0,060
— 10	950	60	890	53,24	0,060
— 15	968	53	915	53,80	0,059
— 20	987	46	941	55,22	0,059

Pour l'acide carbonique :

t	d_1	d_2	$d_1 - d_2$	λ	$\frac{\lambda}{d_1 - d_2}$
30°	530	348	182	9,64	0,063
25	684	254	430	22,91	0,053
20	751	204	547	30,21	0,055
15	800	167	633	35,37	0,056
10	843	138	705	41,96	0,059
5	880	114	766	46,72	0,060
0	912	99	813	49,94	0,061
— 5	937	85	852	52,90	0,062
— 10	961	73	888	54,36	0,061
— 15	980	62,8	917,2	55,49	0,060
— 20	1000	53	947	58,01	0,061
— 25	1016	43,3	972,7	63,01	0,064

Pour le sulfure de carbone (1896) :

t	d_1	d_2	$\frac{\mu\lambda}{d_1 - d_2}$	μ = poids moléculaires
153°,6	0,6910	0,3580	38,2	
143 ,45	0,8410	0,2530	45,5	
132 ,3	0,9414	0,1710	50,3	
116 ,35	1,0390	0,1124	49,4	
118 ,25	1,0290	0,1180	47,6	
115 ,1	1,0456	0,1093	46,5	
110 ,1	1,0694	0,0970	49,3	
104 ,6	1,0938	0,0850	47,8	
99 ,1	1,1176	0,0750	47,3	
86 ,7	1,1688	0,0564	48,3	
80	1,1929	0,0481	46,2	
63 ,4	1,2485	0,0334	49,0	

Retournons à l'équation :

$$p = \mathrm{T}f(v) - \mathrm{T}\int_{\mathrm{T}}^{\infty} \frac{1}{\mathrm{T}^2}\left(\frac{d\mathrm{E}}{dv}\right)_{\mathrm{T}} d\mathrm{T}.$$

Pour l'unité de masse nous avons :

$$\rho = \frac{1}{v}.$$

L'expression de l'énergie devient donc :

$$\mathrm{E} = k\mathrm{T} + 2\pi\psi\,(\mathrm{D}) \times \frac{1}{v}.$$

ou en représentant $2\pi\psi(\mathrm{D})$ par — A [$\psi(\mathrm{D})$ a une valeur négative] :

$$\mathrm{E} = k\mathrm{T} - \frac{\mathrm{A}}{v}.$$

Cela nous donne :

$$\left(\frac{d\mathrm{E}}{dv}\right)_{\mathrm{T}} = \frac{\mathrm{A}}{v^2} \qquad \text{et} \qquad \mathrm{T}\int_{\mathrm{T}}^{\infty} \frac{1}{\mathrm{T}^2}\left(\frac{d\mathrm{E}}{dv}\right)_{\mathrm{T}} d\mathrm{T} = \frac{1}{v}\,\mathrm{T}\int_{\mathrm{T}}^{\infty} \frac{\mathrm{A}}{\mathrm{T}^2}\, d\mathrm{T}\ (^1).$$

Nous posons :

$$\mathrm{T}\int_{\mathrm{T}}^{\infty} \frac{\mathrm{A}}{\mathrm{T}^2}\, d\mathrm{T} = a;$$

donc :

$$p = \mathrm{T}\, f(v) - \frac{a}{v^2}.$$

Par des considérations basées sur l'équation du viriel de Clausius, Van der Waals a trouvé, comme on le sait, pour un gaz de faible densité,

$$p = \frac{\mathrm{RT}}{v - b} - \frac{a}{v^2}$$

(b représentant quatre fois le volume des molécules).

Pour les liquides et les gaz comprimés, b n'est pas encore déterminé par la théorie cinétique. Si les chaleurs spécifiques c_p et c_v deviennent des fonctions de la température seule, pour les hautes

---

(1) A ne varie pas beaucoup au-dessous de la température critique, comme nous l'avons vu pour la vaporisation.

températures (comme le montre l'expérience), on aura :

$$\left(\frac{dc_v}{dv}\right)_T = 0 \qquad \text{et} \qquad \left(\frac{dc_p}{dp}\right)_T = 0\ ;$$

et en ce cas j'ai trouvé, pour l'équation d'état $(p + c_1)(v - c_2) = RT$, où c_1 et c_2 sont des constantes.

Nous avons trouvé (par la voie thermodynamique) :

$$p = Tf(v) - \frac{a}{v^2}.$$

Si nous élevons la température en maintenant la densité constante, $f(v)$ ne varie pas, et les deux équations

$$p = Tf(v) - \frac{a}{v^2}. \qquad \text{et} \qquad p = \frac{RT}{v - c_2} - c_1,$$

qui sont identiques, donnent :

$$f(v) = \frac{R}{v - c_2}. \qquad \text{et} \qquad \frac{a}{v^2} = c_1,$$

c'est-à-dire

$$c_1 = 0.$$

L'équation d'état devient donc :

$$p = \frac{RT}{v - c_2} - \frac{a}{v^2}.$$

Si l'on ne veut pas admettre l'hypothèse que, pour toute densité, c_v et c_p deviennent des fonctions de la température seule pour les hautes températures, nous avons, plus généralement, la proposition suivante :

Si l'on considère l'énergie comme la somme de deux termes, l'un représentant l'énergie cinétique totale dépendant seulement de la température, et l'autre représentant l'énergie potentielle, conséquence de l'attraction des molécules, tandis que, pour les températures très élevées, c_v et c_p deviennent des fonctions de la température pour certaines densités, nous avons pour ces mêmes densités :

$$p = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{v^2}\ ; \qquad b = C^{te}.$$

Remarque. — Puisque les recherches de Mallard et Le Chatelier ont appris que, même pour des pressions de 6000 à 7000 atmos-

phères, les chaleurs spécifiques de plusieurs gaz sont indépendantes de la densité (CO^2, H^2O, Az^2, H^2,O^2, etc.), il me semble évident que le désaccord entre les valeurs que donne l'équation de Van der Waals ($b = C^{te}$) pour la densité du liquide et les valeurs de l'expérience est une conséquence de la condensation de la molécule à l'état liquide.

RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE ET COEFFICIENT DE SELF-INDUCTION;

Par M. J. SCHURR.

I. — Dans un milieu conducteur indéfini plongeons deux électrodes identiques, aux potentiels V_0 et V', et symétriques l'une de l'autre par rapport à un axe. Menons N — 1 surfaces de niveau S_1 dans l'intervalle qui les sépare, et correspondant à des potentiels en progression arithmétique, de sorte que la surface d'ordre n est définie par l'expression :

$$V = V_0 - kn,$$

sachant que

$$k = \frac{V_0 - V'}{N} = \frac{\Psi}{N}.$$

Considérons ensuite une série de surfaces auxiliaires Σ qui soient normales aux surfaces de niveau S_1 ainsi qu'à l'axe de symétrie, et menons une dernière série de surfaces S_2, orthogonales avec S_1 et Σ, et partageant le milieu en tubes de flux. Il en résulte qu'une surface quelconque Σ est découpée par les lignes de niveau s_1 et les lignes de flux s_2 en rectangles curvilignes, dont les côtés sont ds_1 et ds_2 en un point M. L'élément de surface de niveau passant par M est égal à (hds_1), h étant la distance de deux surfaces Σ, au point considéré. Le flux d'électricité traversant l'élément est :

$$\left(- hds_1 \frac{dV}{ds_2}\right);$$

et le flux total, compris entre les deux surfaces Σ est :

$$\int_0^{s_1} - hds_1 \frac{dV}{ds_2} = \Phi h.$$

Si h est invariable tout le long de la ligne fermée s_1 et que l'on décompose le flux en N flux égaux entre eux et à

$$k' = \frac{\Phi}{N},$$

on pourra écrire pour la ligne de flux d'ordre n :

$$\varphi = \varphi_0 - k'n.$$

D'où l'on tire :

$$-d\varphi \text{ ou } -\frac{dV}{ds_2} ds_1 = k'.$$

$$\Phi h = -h\,(N ds_1)\frac{dV}{ds_2} = hNk'.$$

La résistance correspondante, comprise entre les deux mêmes surfaces Σ est, en appelant c le coefficient de conductibilité,

$$(1) \qquad R_1 = \frac{V_0 - V'}{-c\int_0^{s_1} h ds_1 \frac{dV}{ds_2}} = \frac{kN}{chNk'} = \frac{k}{chk'}.$$

La surface de niveau, à travers laquelle on a évalué le flux électrique, est arbitraire ; on peut choisir celle qui coïncide avec la surface d'une électrode et, si celle-ci est cylindrique, diviser sa longueur en n parties égales à h.

La résistance totale serait égale à (nR_1).

II. — Imaginons ensuite une seconde disposition d'électrodes donnant naissance au système conjugué du précédent, c'est-à-dire tel que les lignes de niveau deviennent des lignes de flux, et réciproquement. Il suffira qu'elles soient comparables à une couche double recouvrant une surface quelconque S_2 : ce seraient, par exemple, deux lames de métal, infiniment voisines, et situées de part et d'autre de S_2, avec des potentiels φ_0 et φ', tels que l'on ait

$$\varphi_0 - \varphi' = \Phi.$$

La résistance au nouveau flux d'électricité, comprise entre les deux mêmes surfaces Σ du cas précédent, s'évalue comme plus haut. D'abord, le flux qui traverse l'une quelconque des surfaces S_2 est

$$-\int_0^{s_2} h' ds_2 \frac{d\varphi}{ds_1} = h'\Psi,$$

h' étant la distance des surfaces Σ au point $(s_1 s_2)$.

Admettons que h' soit constant, le long de la ligne s_2 ; et remarquons aussi que l'on a

$$-dV = -ds_2 \frac{d\varphi}{ds_1} = k.$$

Il vient donc, pour la résistance considérée,

$$R_2 = \frac{\varphi_0 - \varphi'}{-c'\int_0^{s_2} h' ds_2 \frac{d\varphi}{ds_1}} = \frac{\Phi}{-c'h'\left(\frac{d\varphi}{ds_1}\right) N ds_2},$$

et comme

$$\Phi = k'N,$$

$$(2) \qquad R_2 = \frac{k'N}{c'h'Nk} = \frac{k'}{c'h'k}.$$

Dans les systèmes cylindriques à génératrices parallèles, les deux surfaces Σ sont deux plans parallèles; donc $h = h'$, et

$$(\alpha) \qquad R_1 R_2 = \frac{1}{cc'h^2} = \frac{1}{c^2 h^2} \text{ (pour } c = c').$$

On aurait également pour le rapport des résistances conjuguées :

$$(\beta) \qquad \frac{R_1}{R_2} = \frac{k^2}{k'^2} = \frac{\Psi^2}{\Phi^2}.$$

Lorsque le premier système d'électrodes est formé de cylindres curvilignes, la quantité h' représentera la moyenne distance des deux surfaces infiniment voisines Σ, le long d'une ligne de flux s_2 qui va d'une électrode à l'autre ; elle sera égale à la moyenne distance h, évaluée le long de la ligne de niveau s_1.

III. — Remplaçons enfin le milieu conducteur par un milieu magnétique de perméabilité μ, et substituons aux électrodes du second système un feuillet magnétique occupant la même position. Donnons-lui la puissance

$$I = \frac{\varphi_0 - \varphi'}{4\pi},$$

c'est-à-dire choisissons un feuillet équivalent à deux courants égaux et de sens opposé ($\pm$ I) parcourant les deux électrodes du premier système. Les lignes de niveau et les lignes de flux (d'induc-

tion) coïncideront alors avec celles du second système, de sorte que la réluctance R_3 jouera le même rôle que la résistance R_2. On aura donc :

$$R_3 = \frac{k'}{\mu h' k} = \frac{k'}{\mu h k} \text{ (pour } h = h'\text{)};$$

$$R_1 R_3 = \frac{1}{c\mu h^2}.$$

Le coefficient de self-induction L s'obtient en faisant $I = 1$, dans l'expression du flux d'induction B, qui traverse l'une des surfaces S_2. Or on a, d'une part :

$$\text{Réluctance } R_3 = \frac{\text{force magnétomotrice}}{\text{flux d'induction}};$$

comme, d'autre part, la force magnétomotrice le long d'une ligne s_1 est égale à $4\pi I$, il vient :

$$B = \frac{4\pi I}{R_3} = 4\pi I \times R_1 c\mu h^2,$$

et

$$L = 4\pi R_1 c\mu h^2.$$

En d'autres termes, le coefficient de self-induction peut être regardé, à un facteur constant près, comme égal à la résistance R, qu'éprouverait le flux d'induction à s'établir dans le milieu qui entoure les conducteurs parcourus par le courant ($\pm$ I), la réluctance étant proportionnelle à R_2.

Ce résultat semble mieux faire comprendre les idées de Maxwell sur la propagation des perturbations électromagnétiques dans les diélectriques, si l'on attribue à ceux-ci une conductibilité spéciale μ. Pour les décharges oscillatoires, en particulier, on aurait un véritable flux d'électricité dans ces milieux, pouvant se manifester dans les ampoules sans électrodes, ou dans des tubes renfermant des poudres métalliques convenablement disposées ; ce flux serait dirigé suivant les lignes de niveau dues aux courants ordinaires des conducteurs.

Parmi les applications des formules établies, on peut citer la détermination des coefficients de self-induction.

Soient, par exemple, deux fils parallèles suffisamment longs.

On a sensiblement, d'après les calculs des résistances,

$$R_1 = \frac{\log_e \frac{d^2}{\rho\rho'}}{2\pi c h},$$

d étant leur distance, ρ et ρ' leurs rayons.

Le coefficient de self-induction est alors :

$$L = \frac{4\pi c\mu h^2}{2\pi c h} \log \frac{d^2}{\rho\rho'} = \mu h \times 2 \log \frac{d^2}{\rho\rho'}.$$

Comme on peut poser :

$$R_1 = \frac{R'}{c} \qquad \text{et} \qquad L = \mu L',$$

il vient pour $h = 1$,

(3) $$4\pi R' = L'.$$

Si la résistance R_1 était donnée par l'expérience avec un milieu conducteur quelconque, on en déduirait L' par la relation (3), indépendante des milieux.

Dans le cas où l'on veut calculer la self-induction pour un circuit déterminé, comme, par exemple, un circuit circulaire, on pourrait le diviser en quatre tronçons, symétriques deux à deux par rapport au centre, et faire deux mesures de résistances correspondant à chaque paire. On ajouterait les résultats trouvés.

Enfin, si l'on voulait tenir compte de la distribution de l'électricité en mouvement dans les électrodes, on ajouterait une constante au coefficient de self-induction, qu'il y aurait lieu de trouver par d'autres méthodes.

GIULIO PACHER. — I microsismografi dell' Istituto di Fisica della R. Universita di Padova (Les microsismographes de l'Institut de Physique de l'Université de Padoue). — *Atti del R. Istituto veneto*, t. VIII, sér. VII, 1896-1897, Venise, 1897.

Ce mémoire contient la description détaillée du microsismographe à pendule vertical de Vicentini [1] et d'un autre appareil, de dimensions différentes, construit sous la direction de M. Pacher. — Il commence par une énumération systématique des divers appareils employés pour enregistrer les mouvements sismiques. Ces appareils peuvent se classer en trois groupes : *pendule horizontal*, *pendule vertical* et *niveau géodynamique*. Comme type de pendule horizontal, on peut citer le pendule de von Rebeur Paschwitz. C'est un

---

[1] *Journal de Phys.*, ce volume, p. 266.

triangle isocèle formé de trois tringles métalliques : la base BC, qui est le plus petit côté, est verticale, et l'appareil peut tourner comme une porte, sur deux gonds qui déterminent un axe à peu près vertical, très voisin de la base BC : cet axe ne doit être qu'*à peu près* vertical. S'il était rigoureusement vertical, l'équilibre du système mobile autour de lui serait indifférent. Mais on peut l'incliner à volonté ou l'incliner extrêmement peu, et dès lors il y a une position d'équilibre déterminée. C'est celle où le triangle ABC est dans le plan vertical qui contient l'axe. Un léger mouvement du sol dans un sens perpendiculaire à ce plan vertical met en mouvement le support du triangle, qui tourne autour de son axe : le sommet A se déplace et ses oscillations indiquent les oscillations du sol. Pour avoir toutes les oscillations horizontales du sol, il faut employer deux pendules horizontaux, dont les plans verticaux d'équilibre soient perpendiculaires entre eux. Ces appareils sont munis d'un système d'enregistrement photographique.

M. Pacher considère que les pendules horizontaux enregistrent très bien les ondulations lentes du sol, mais sont moins propres à l'étude des vibrations rapides, parce que les masses mobiles n'ont pas une inertie suffisante. A ce type se rattache le pendule bifilaire de Darwin. Le pendule horizontal de von Rebeur Paschwitz est employé en Allemagne et en Russie ; le pendule horizontal de Milne, fondé sur le même principe, et le bifilaire de Darwin, en Angleterre et au Japon.

Le *niveau géodynamique* (en service à l'observatoire géodynamique de l'île d'Ischia) se compose de deux systèmes de vases communicants, l'un orienté du sud au nord, l'autre de l'est à l'ouest. Deux vases cylindriques de 25 centimètres de haut et de 30 centimètres de diamètre communiquent par un tube de près de 2 mètres et de 15 centimètres de diamètre; sur l'eau de chacun des vases flotte un disque de 28 centimètres de diamètre et de 3 centimètres de haut dont les déplacements verticaux sont enregistrés par la méthode graphique.

En Italie, on emploie, en général et de préférence, les pendules verticaux du type du sismométrographe d'Agamemnon ou de celui de Cancani.

M. Vicentini a apporté à ces appareils des perfectionnements considérables : il a réduit au minimum les frottements des pièces qui commandent les leviers enregistreurs. Il a adapté à la masse pen-

dulaire un pantographe qui permet d'inscrire directement, à une échelle agrandie, ses déplacements dans le plan horizontal, au lieu d'inscrire simplement, au moyen de deux plumes mues par des leviers rectangulaires, les composantes de son mouvement dans le sens N.-S., d'une part, dans le sens E.-W., d'autre part. M. Pacher a étudié simultanément les tracés fournis par le pendule Vicentini de $1^m,50$ de longueur et de 100 kilogrammes de masse, et par un nouveau pendule qu'il a fait construire à l'Institut de physique de Padoue par le mécanicien de l'Institut, et qui a une masse de 408 kilogrammes et une longueur de $10^m,68$. La durée d'oscillation est d'un peu plus de 3 secondes : à ce long pendule il a adapté simultanément les deux leviers permettant d'inscrire les composantes du déplacement dans les deux directions N.-S. et E.-W., et le pantographe qui donne directement la synthèse, en inscrivant les déplacements du centre de la masse pendulaire dans le plan horizontal.

Les deux genres d'inscription peuvent être plus ou moins utiles suivant les cas. Pour les oscillations rapides du sol, les tracés analytiques sont plus aisés à lire : chaque sinuosité correspondant à une oscillation propre de la masse pendulaire est sillonnée d'un grand nombre de sinuosités plus petites formant comme des hachures, et qui correspondent aux oscillations du sol. Sur les deux tracés analytiques, ces sinuosités plus petites sont bien plus aisées à reconnaître que sur le tracé synthétique. Ces appareils, à grande inertie, sont beaucoup plus propres que les pendules horizontaux, à l'observation des oscillations sismiques petites et rapides. S'il s'agit d'observer les mouvements lents, leur emploi présente une difficulté : les oscillations propres de la masse mise en mouvement se superposent aux oscillations provenant du mouvement du support, et il est plus difficile de démêler celles-ci. Il semble qu'en ce cas le tracé synthétique fourni par le pantographe (qui s'inscrit aussi sur une bande de papier mobile) donne beaucoup plus clairement, à première vue, les renseignements qu'on désire sur les mouvements lents. Le mémoire contient des spécimens de tracés analytiques et synthétiques comparés, obtenus dans diverses circonstances : vent violent, voiture passant dans la rue où se trouve l'Institut de physique, oscillations sismiques rapides ou lentes. Il y aurait grand intérêt à comparer les tracés donnés par les deux pendules pour un même mouvement sismique lent : l'influence perturbatrice due aux oscillations propres des deux pendules s'éliminerait plus aisément. Bernard Brunhes.

ITALO BOSSI. — Sulla resistenza elettrica delle soluzioni saline in movimento (Sur la résistance électrique des solutions salines en mouvement). — *Il Nuovo Cimento*, t. V, avril 1897.

Edlund avait prétendu que la résistance d'un électrolyte diminue quand il est en mouvement dans le sens du courant. Les expériences manquaient de précision, et le résultat n'a pas été confirmé. M. Bossi reprend l'étude de la question en adoptant la méthode électrométrique Lippmann-Bouty, et prenant soigneusement toutes les précautions nécessaires dans les mesures de résistances liquides (électrodes de Paalzow, isolement bien assuré, etc.). On étudie la différence de potentiel entre deux points H et K d'un tube horizontal rempli de la solution ; aux deux bouts du tube sont deux ballons ; un jeu de robinets permet de laisser le liquide immobile, ou de le faire circuler le long du tube, dans un sens ou dans l'autre, avec une vitesse de $6^{m},66$ par minute, dont la constance est assurée au moyen de flacons de Mariotte. On peut faire passer d'un ballon à l'autre un courant électrique, fourni par une pile Daniell, modèle de Raoult, et qu'on peut intervertir à volonté par le jeu d'un commutateur. On appelle r la résistance du liquide entre H et K, quand le liquide est immobile, r' sa résistance quand il se meut dans le sens du courant électrique, r'' sa résistance quand il y a discordance.

Voici les conclusions : en général, le mouvement modifie la résistance. Dans les solutions où l'effet de l'électrolyse est d'accroître la concentration au pôle positif, la résistance augmente quand le mouvement est dans le sens contraire au courant, et diminue quand le mouvement est dans le même sens ; mais l'augmentation est plus grande que la diminution. Dans les solutions où l'effet de l'électrolyse est d'accroître la concentration au pôle négatif, on a des résultats opposés ; l'augmentation de résistance pour un des sens est toujours supérieure à la diminution pour l'autre sens. Dans les solutions où l'électrolyse ne produit aucune différence de concentration aux électrodes, le mouvement ne modifie pas sensiblement la résistance.

Les mesures ont porté sur des solutions de sulfate de zinc à 1 0/0 en poids, de sulfate de cuivre à 5 0/0, de sulfate de potasse à 8 0/0, de nitrate de potasse à 10 0/0, de chlorate de potasse à 4 0/0. Voici quelques nombres :

SO^4Cu à 5 0/0. — Le rapport $\frac{r}{r'}$ a comme valeur moyenne 1,00736

(il a varié dans 5 expériences entre 1,0108 et 1,0049); $\frac{r}{r''}$ a comme valeur moyenne 0,98026 (a varié entre 0,9751 et 0,9851) :

	$\frac{r}{r'}$ (valeur moyenne)	$\frac{r}{r''}$ (valeur moyenne)
ClO^4K	0,97888	1,01122
SO^4K^2	0,99950	0,99932

Ces résultats, importants au point de vue de la théorie des solutions, méritent confirmation. La lecture du mémoire donne l'impression d'expériences faites avec le plus grand soin, sans omettre aucune des précautions nécessaires.

Bernard BRUNHES.

WILDER D. BANCROFT. — Solution and Fusion (Dissolution et fusion). — *The Journal of Physical Chemistry*, vol. I, n° 3, décembre 1896.

1° Les courbes de solubilité et de fusion ne sont jamais identiques ;

2° Une courbe de solubilité peut paraître la continuation d'une courbe de fusion ;

3° Deux liquides consolubles peuvent avoir, l'un par rapport à l'autre, des solubilités bien définies ;

4° La tension partielle de vapeur d'un corps solide dissous peut être supérieure à sa tension de vapeur quand il est pur.

L. MARCHIS.

H.-A. BATHRICK. — Precipitation of Salts (Précipitation des Sels). — *The Journal of Physical Chemistry*, vol. I, n° 3, décembre 1896.

Étude de la solubilité de divers sels dans les mélanges eau-alcool et eau-acétone.

L. M.

S.-F. TAYLOR. — Mass Law studies (Etudes sur la loi de Masse). — *The Journal of Physical Chemistry*, vol. I, n° 5, février 1897.

Prenons trois liquides, tels que l'eau, l'alcool, la benzine, et faisons les expériences suivantes :

Dans 5 centimètres cubes d'alcool ajoutons successivement 1, 2, 5 centimètres cubes de benzine ; puis dans chaque expérience, au

mélange d'alcool et de benzine dissous l'un dans l'autre ajoutons une quantité convenable d'eau : il y aura séparation en deux couches. Inversement, dans 5 centimètres cubes d'alcool ajoutons successivement 1, 2, 5 centimètres cubes d'eau, puis autant de benzine qu'il en faut pour produire la séparation en deux couches. Désignons par x le nombre des centimètres cubes d'eau, y, de benzine, on a la relation :

$$x^{1,85}y = C^{te}.$$

Les expériences ont été faites à 25°, 30°, 35°. La valeur de la constante varie avec la température.

L. MARCHIS.

D. MAC INTOSH. — Mercuric Chlorid (Sur le chlorure mercurique). — *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 1, n° 5, février 1897.

Les courbes de solubilité du chlorure mercurique dans différents dissolvants sont généralement formées de deux branches se raccordant sous un certain angle : la température à laquelle a lieu l'intersection varie avec le dissolvant. En particulier, si ce dissolvant est de l'alcool méthylique, cette température est égale à 38°,8. — Au-dessus de cette température les cristaux qui se déposent de la dissolution sont du chlorure mercurique anhydre : ils ont la forme des cristaux qui se séparent d'une dissolution aqueuse. Au-dessous de cette température, la dissolution laisse déposer des aiguilles de composition $HgCl^2,CH^3\text{-}OH$.

En ajoutant de l'eau, on abaisse la température d'inversion de l'alcoolat qui précède. De plus, tant que les températures d'inversion sont supérieures à 30°, l'abaissement du point d'inversion est sensiblement proportionnel à la quantité d'eau ajoutée.

L. MARCHIS.

P. DUHEM. — On the Liquefaction of a mixture of two Gases (Sur la liquéfaction d'un mélange de deux gaz). — *The Journal of Physical Chemistry*, vol. I, n° 5, février 1897.

En 1880, M. Cailletet fit l'observation importante qui suit : en comprimant un mélange d'un volume d'air et de cinq volumes

d'acide carbonique, il observa qu'une portion de mélange prenait l'état liquide sous une pression peu élevée ; continuant à accroître la pression graduellement, de façon que la température pût demeurer constante, il vit le liquide disparaître quand la pression eut atteint une certaine valeur.

Ce fait de l'apparition du liquide sous une certaine pression et de sa disparition sous une pression supérieure à la première (la température du mélange gazeux étant maintenue constante) fut confirmé par des expériences de Van der Waals sur des mélanges d'air et d'acide carbonique, d'acide carbonique et d'acide chlorhydrique ; Andrews lui-même avait reconnu le même phénomène, comme le prouva un de ses mémoires posthumes présenté en 1886 par Stokes à la Société Royale de Londres. Les expérimentateurs qui précèdent avaient simplement constaté qu'après avoir obtenu une liquéfaction partielle on pouvait, en augmentant la pression à température constante, observer que la surface de séparation du liquide et du gaz devenait plane et indistincte et que le mélange finissait par devenir homogène. Or cette observation était incomplète. Lorsqu'il y a séparation du mélange en liquide et gaz, supposons que l'on augmente la pression à température constante ; la masse de liquide commence par augmenter, passe par un maximum, puis diminue jusqu'à zéro. C'est le phénomène désigné par Kuenen sous le nom de *condensation rétrograde*. Il n'a pu être observé qu'en agitant le liquide mélange dans le tube de compression : on assure ainsi le prompt établissement d'états d'équilibre et on évite les phénomènes de viscosité qui prennent une si grande importance au voisinage du point critique. Rappelons d'ailleurs que le mode si ingénieux d'agitation, imaginé par Kuenen, consiste à introduire dans le tube à compression un petit morceau de fer doux que l'on fait mouvoir au moyen d'un électro-aimant placé à l'extérieur du tube.

M. Duhem s'est proposé de rendre compte de ces phénomènes en appliquant à un mélange gazeux, pris au voisinage de son point critique, les théorèmes généraux qu'il a démontrés sur les mélanges doubles dans les *Travaux et Mémoires des Facultés de Lille*.

L. Marchis.

H. KAMERLINGH ONNES. — Théorie générale de l'état fluide. — *Archives Néerlandaises*, t. XXX, p. 101.

Le but de l'auteur est de faire un pas de plus dans l'ordre d'idées de M. Van der Waals et de chercher la forme que prend l'isotherme quand on ne suppose plus constant le *covolume* et qu'on tient compte de l'influence des dimensions des molécules sur le nombre des chocs.

L'hypothèse fondamentale est que les molécules des fluides sont des corps élastiques *semblables*, de dimensions sensiblement invariables, qui s'attirent avec des forces que l'on peut ramener à une pression normale à la surface et proportionnelle au carré de la densité ; la température absolue est mesurée par l'énergie cinétique du mouvement de translation des molécules.

La méthode de M. Van der Waals, combinée à quelques remarques, conduit pour l'isotherme à la forme

$$R(1+\alpha t)=\left(p+\frac{a}{v^2}\right)(v-rm)\,\chi\left(\frac{m}{v}\right),$$

m étant le nombre total des molécules contenues dans le volume v, et χ une fonction qui, pour de très petites valeurs de $\frac{m}{v}$, est égale à 1 *au second ordre près*, p, v, a, α, R, t ayant la même signification que dans l'isotherme de M. Van der Waals. $rm = b$, r étant le même pour tous les corps ainsi que la fonction χ, que l'auteur appelle la *fonction des chocs*.

De l'isotherme on peut déduire sans difficulté les constantes critiques ; si l'on considère les quantités *réduites* $\pi = \frac{p}{p_c}$, $\omega = \frac{v}{v_c}$, $\tau = \frac{T}{T_c}$, et qu'on introduise certaines expressions c, c', c'', qui sont les mêmes pour tous les corps qui vérifient les hypothèses fondamentales, on arrive enfin à une *isotherme réduite*. Pour $\chi = 1$, celle-ci devient :

$$\left(\pi+\frac{3}{\omega^2}\right)\left(\omega-\frac{1}{3}\right)\chi\left(\frac{1}{\omega}\right)=\frac{8}{3}\tau.$$

Cette isotherme réduite, comme celle de M. Van der Waals,

vérifie la loi du *tiers de la densité* pour $\tau = o$, alors qu'elle n'est vraie qu'au voisinage de $\tau = 1/2$, comme je l'ai montré. Comme l'auteur l'indique lui-même, sa théorie, supposant essentiellement que les chocs des molécules sont excessivement courts, ne saurait rendre compte des phénomènes qui se passent au voisinage de l'état solide et qui sont dus au groupement des molécules.

Pas plus que l'isotherme de M. Van der Waals, celle de M. K. Onnes ne satisfait à la *loi du diamètre rectiligne*, qui se vérifie avec une exactitude si grande sur les corps dont le poids moléculaire est indépendant de la température.

L'auteur remarque lui-même que l'hypothèse de la similitude des molécules n'est pas vérifiée en général et qu'il faut introduire, pour les diverses classes de molécules semblables, des fonctions des chocs *différentes*.

E. Mathias.

J.-D. VAN DER WAALS. — L'interprétation cinétique du potentiel thermodynamique. — *Archives Néerlandaises*, t. XXX, p. 137.

Quand, dans un même espace, deux *phases* différentes d'une même substance sont en équilibre, la *thermodynamique* exige que la température, la pression et le potentiel thermodynamique aient la même valeur dans les deux phases. S'il existe des forces intérieures, la pression est variable à l'intérieur des deux phases, mais elle est la même en tous les points où elles sont en contact.

La théorie *cinétique* est parvenue à démontrer la nécessité de l'égalité de température et de pression, mais non d'une façon tout à fait générale. Quant à la condition d'égalité du potentiel thermodynamique, on ne s'en est guère occupé; c'est là une lacune que l'auteur a comblée. Il y est arrivé en exprimant, par des considérations cinétiques, le nombre des molécules que les deux phases échangent, la condition d'équilibre étant, comme M. K. Onnes l'a montré, que ces nombres soient égaux. Les équations obtenues ainsi conduisent à l'égalité des potentiels thermodynamiques. M. Van der Waals a appliqué cette méthode : 1° au cas d'une seule substance; 2° au cas d'un mélange de deux substances.

E. Mathias.

J.-D. VAN DER WAALS. — Sur les caractères qui décident de l'allure de la courbe de plissement dans le cas d'un mélange de deux substances. — *Archives Néerlandaises*, t. XXX, p. 266.

J.-D. VAN DER WAALS. — Sur les conditions critiques, ou de plissement, d'un mélange. — *Archives Néerlandaises*, t. XXX, p. 278.

Ces deux mémoires font suite au grand travail intitulé : *Théorie moléculaire d'une substance composée de deux matières différentes*, qui a paru dans le tome XXIX des mêmes *Archives*.

Quand, dans un mélange de deux substances, la température et la pression sont telles que la composition et la densité des deux phases coexistantes sont égales, on appelle *ligne de plissement* la courbe plane qui traduit la relation entre la température, la pression et la composition des phases coexistantes. Bien qu'il ne soit pas possible de donner une équation générale pour cette ligne, la théorie permet cependant d'en mettre l'équation différentielle sous une forme telle que les principales particularités puissent en être prévues et qu'elle donne l'allure de cette ligne dans le cas où les observations ne la déterminent pas avec certitude.

L'auteur démontre l'existence de deux points remarquables, dont l'un est le point de rencontre de la ligne de plissement avec celle des tensions maxima et minima, auquel point les lignes sont tangentes l'une à l'autre. La théorie s'accorde sensiblement avec les expériences de M. Kuenen sur les mélanges de protoxyde d'azote et d'éthane.

Dans le deuxième mémoire l'auteur établit d'une nouvelle manière l'équation différentielle de la ligne de plissement, ce qui lui permet de formuler avec plus de précision les conditions dans lesquelles la ligne de plissement monte plus rapidement ou moins rapidement que la courbe des tensions de vapeur qu'aurait le mélange s'il n'était pas séparable en ses deux éléments.

E. MATHIAS.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE ;

Vol. XXVIII ; 1896.

A. POPOFF. — Appareil pour constater et enregistrer les oscillations électriques. P. 1-13.

En cherchant à communiquer plus de stabilité aux indications des tubes à limaille, sensibles aux oscillations électriques, de Branly et de Lodge, l'auteur s'est arrêté à la construction suivante. Sur la surface intérieure d'un tube en verre de 1 centimètre de diamètre sont collées deux bandes en platine ; chacune dépasse un des deux bouchons qui ferment les extrémités du tube et n'atteint pas l'autre. Le tube est rempli de limaille de fer, connue dans les pharmacies sous le nom de *ferrum pulveratum*. La limaille plus grossière produit une résistance par trop inconstante, et le *ferrum hydrogenio reductum* présente une résistance trop considérable. Pour constater l'existence des décharges électriques dans l'atmosphère, un tube préparé de la sorte est fixé horizontalement par une de ses extrémités à un bout de ressort de montre, très flexible, le courant d'une batterie de 5 à 10 volts circule constamment par le tube et l'électro-aimant d'un relai. La résistance du tube à limaille est à peu près 100 000 ohms ; celle du relai, 250 ohms ; il met en mouvement son ancre quand le courant atteint la force de 5 à 10 milliampères, c'est-à-dire quand la résistance du tube tombe, par l'action de la décharge voisine, à moins de 750 ohms. Alors il ferme un circuit secondaire de la même batterie, contenant une sonnerie, dont le marteau frappe à chaque coup de timbre, et, en revenant à sa position d'équilibre, rencontre un anneau en caoutchouc placé au milieu de la longueur du tube à limaille pour réduire sa résistance à son état initial. L'appareil a été expérimenté en automne 1895 à l'observatoire météorologique de l'Institut Forestier de Saint-Pétersbourg ; le circuit secondaire contenait, outre la sonnerie, un enregistreur Richard. Tous les orages ont été enregistrés par des séries continues d'indications ; quand les nuages étaient de forme orageuse ; des indications isolées constataient souvent l'existence de décharges invisibles à l'œil.

N. KASANKINE. — Sur une méthode pour mesurer les grandes résistances et la capacité de l'électromètre capillaire. — P. 15-21.

Il faut un temps appréciable pour charger un électromètre capillaire de Lippmann à l'aide d'un élément ayant une résistance de plus de 10 000 000 ohms; ce temps décroît quand les forces électromotrices augmentent. L'auteur s'est assuré par le raisonnement et l'expérience que le temps nécessaire pour faire accroître la charge de l'électromètre d'une même différence de potentiel, suffisamment éloignée du maximum, est proportionnel à la résistance de l'élément (à 5 0/0 près). En supposant que la force du courant de charge change proportionnellement au temps, l'auteur trouve que la quantité d'électricité q, nécessaire pour augmenter pendant le temps t la charge de e à e' volt, quand la résistance est r, s'exprime ainsi :

$$q = \left(\frac{2e - e'}{2r}\right) t.$$

P. ZOUBOFF. — Détermination des chaleurs spécifiques de différentes sortes de verre. — P. 24-32.

L'auteur a effectué ses mesures à l'aide d'un calorimètre à glace de Bunsen, au laboratoire du Prof. Louguinine, à l'université de Moscou. Voici les résultats :

Verre dur, de Tonnelot, non recuit..	0,1869 ± 0,00015
» » recuit......	0,1874 ± 0,00035

La présence d'une bande d'émail blanc ne modifie par la chaleur spécifique du verre d'une manière appréciable:

Verre d'Iéna 59III..............................	0,1978 ± 0,0003
» normal.........................	0,1936 ± 0,0004
Verre de la fabrique de Rüting, à St-Pétersbourg.	0,1972 ± 0,0001
Cristal français dur, non recuit.................	0,1661 ± 0,0004
» » recuit.....................	0,1653 ± 0,0004
Cristal tendre................................	0,1234 ± 0,0001

On peut admettre que le recuit est sans influence appréciable sur la chaleur spécifique, les différences étant de signes contraires dans les deux cas observés, et leur valeur excédant à peine les erreurs d'observation.

G. DE METZ. — Notice historique sur la machine d'Atwood. — P. 468.

L'auteur, ayant étudié le livre original d'Atwood, complètement ignoré par les auteurs modernes à cause de sa rareté, constate qu'Atwood lui-même a élaboré son appareil dans tous les détails et que ses expériences propres ont été beaucoup plus précises que celles de ses émules.

J. BORGMAN et A. HERSCHUN. — Sur les actions électriques des rayons de Röntgen. — P. 37-40 (Voir *C. R.*, CXXII, p. 378).

En reproduisant l'expérience de J.-J. Thomson sur la décharge d'une plaque électrisée, produite par l'action des rayons de Röntgen, les auteurs ont reconnu que la charge positive d'un disque en zinc, placé à 20 centimètres du tube de Crookes, diminue presque instantanément et change en une charge négative dont l'intensité est déterminée par l'intensité du rayonnement. Un disque non électrisé prend toujours cette charge limite, et une charge négative diminue ou augmente pour devenir égale à cette limite [1]. Les rayons de Röntgen augmentent très fortement la longueur maxima de l'étincelle produite entre les boules d'un interrupteur par une différence de potentiel donnée [2]; l'interposition de l'écran en aluminium non isolé ne diminue pas l'action.

J. STCHEGLIAEFF. — Dispersion anomale de la lumière dans les solutions de fuchsine. — P. 41-55.

Les théories électromagnétique et mécanique, développées par Helmholtz et Ketteler, indiquent une variation continue de l'indice de réfraction dans les limites de la bande d'absorption entre D et F, mais dans les expériences de Kundt, l'intensité de l'absorption de la lumière était telle qu'il ne pouvait pas faire des observations dans cette partie du spectre. L'auteur a suivi la méthode des spectres croisés de Kundt, mais l'emploi d'un prisme d'un angle de 48″ à 7′, en diminuant l'épaisseur du liquide absorbant, lui permet d'observer

(1) Cf. sur ce point, J. Perrin, *J. de Phys.*, ce vol., p. 425.
(2) Cf. Swyngedauw, *J. de Phys.*, ce vol., p. 305.

le spectre dans toute sa longueur. Ce prisme était formé, comme ceux de Kundt, de deux plaques de verre planes et parallèles, mais une facette a été usée parallèlement à l'arête du prisme, de sorte que le contact actuel avait lieu sur une droite distante de quelques millimètres du bord de la plaque, et la monture pouvait être placée de côté, sans obstruer la partie la plus mince du prisme contiguë à l'arête. La fuchsine a été dissoute dans de l'aniline ; pour la solution à 20 0/0, de densité 1,05, les indices de réfraction ont été trouvés.

Longueurs d'onde :
620, 589, 582, 573, 558, 544, 530, 515, 502, 486, 472, 461, 450, 418.
Indices :
1,76; 1,90; 1,86; 1,83; 1,73; 1,66; 1,60; 1,54; 1,50; 1,47; 1,46; 1,48; 1,50; 1,54 (1).

L. ROSING. — Théorie dynamique du magnétisme, fondée sur l'hypothèse du mouvement magnétique de la matière. — P. 59-80.

La théorie proposée par l'auteur est fondée sur la loi de la conservation de l'énergie et sur le principe de la moindre action. Elle permet de traiter les questions générales sans trop préciser les hypothèses particulières sur le mécanisme des phénomènes. En considérant l'énergie du flux magnétique comme un mouvement de l'éther le long des lignes d'induction, il est possible d'interpréter l'aimantation de la matière par le phénomène de réflexion du flux par ses molécules, réflexion avec ou sans changement de signe et d'intensité selon la valeur de la réaction de la matière, déterminée par ses propriétés particulières.

G. DE METZ. — Épreuves photographiques dans l'intérieur des tubes de Crookes. — P. 81-87.

Pour constater l'action photographique des rayons cathodiques qui n'ont pas encore traversé le verre, l'auteur a construit un tube de Crookes, dont une partie entrait dans l'autre comme un bouchon usé à l'émeri et formait avec son rebord une rigole remplie de mercure pour rendre le joint hermétique. Une petite cassette photographique,

---

(1) Cf. SALVADOR BLOCH, Thèse de Doctorat, 1897.

contenant des pellicules de Schleussner et du papier sensible de Lumière, était placée dans le tube, normalement à la direction moyenne des rayons, après quoi on faisait le vide à l'aide d'une pompe Sprengel. Une croix en cuivre de $1^{mm},26$ d'épaisseur a donné une image nette au travers d'un couvercle en carton de $0^{mm},86$. Pour mieux comparer les propriétés des rayons, l'expérience a été répétée après avoir placé sur le couvercle de la cassette des bandes de diverses matières ; par ordre de transparence pour les rayons cathodiques, on doit les classer ainsi : bois, caoutchouc, carton, aluminium, verre, plomb, mica, spath d'Islande (1).

A. CARNOZITSKY et Prince B. GOLIZINE. — Expériences sur le centre d'émanation des rayons X. — P. 88-89.

Les auteurs ont photographié à l'aide des rayons de Röntgen une planche couverte d'un réseau de carrés, dont chaque angle a été muni d'un clou d'égale longueur. Les ombres portées par ces clous permettent de juger de la position du point lumineux. Les expériences ont montré que les centres d'émanation des rayons X sont placés dans l'enceinte du tube, non loin de la paroi. Il y en a ordinairement deux : un correspondant à la cathode, et l'autre, plus faible, à l'anode. D'ordinaire, les centres cathodiques sont placés en regard du disque cathodique à quelques millimètres de la surface intérieure du tube; quelquefois, principalement quand l'électrode est cylindrique, ils sont tout près de la cathode.

Th. PETROUSCHEWSKY. — Note sur la dispersion de la lumière. — P. 91-92.

La position relative des diverses lignes de Frauenhofer change beaucoup quand l'angle du prisme approche de sa valeur limite. Les lignes du spectre changent même leur ordre, et la dispersion peut devenir anormale quand la réfraction se produit au contact de deux milieux dont les indices de réfraction sont presque égaux.

---

(1) Il convient de remarquer, à propos de cette échelle de transparence, qu'on est ici en présence d'un phénomene complexe : on a nécessairement des rayons Röntgen qui prennent naissance aux points où les rayons cathodiques frappent le carton, l'écran interposé ou la pellicule sensible elle-même. B. B.

P. LEIBERG. — Recherches expérimentales sur la valeur de l'amortissement des vibrations sonores dans les résonnateurs acoustiques. — P. 93-120.

Les vibrations d'un résonnateur, induites par celles d'un diapason, absorbent l'énergie en la dispersant dans l'espace sous forme d'ondes sonores; par conséquent, elles éprouvent un amortissement et l'équation, exprimant ce genre de mouvement vibratoire, doit contenir un membre proportionnel à la vitesse des molécules vibrantes. Le plus ou moins grand amortissement des oscillations se manifeste par le degré de facilité de résonner à des tons différant un peu du ton fondamental du résonnateur. Après avoir établi cette relation par le calcul, l'auteur détermine par l'expérience la relation entre la longueur du résonnateur cylindrique et les variations de pression qui se produisent pendant les vibrations de l'air dans son intérieur, causées par un diapason, vibrant à une note, variation pouvant servir de mesure à la capacité de résonner. Pour effectuer ces mesures, au fond du résonnateur était adapté un diaphragme mince, capable de vibrer à l'unisson avec l'air et de communiquer ses mouvements à un petit miroir léger, tournant autour d'un axe horizontal. L'angle maximum de déflexion du miroir était mesuré à l'aide d'une lunette à oculaire micrométrique, braquée sur l'image d'un point lumineux. Les expériences ont montré que chaque résonnateur résonne avec la plus grande facilité à un ton un peu plus haut que son ton propre, dans le rapport de 801 à 800 pour un cas. Les valeurs du décrément logarithmique des vibrations sonores obtenues par l'expérience sont en meilleure concordance avec celles de Rayleigh calculées d'après l'hypothèse de la radiation acoustique, qu'avec celles de Kolacek, qui a basé ses calculs sur les phénomènes thermiques dans la masse même de l'air vibrant.

A. CARNOZITSKY et Prince B. GOLIZINE. — Expériences sur la polarisation des rayons X. — P. 122.

Un système de trois plaques en tourmaline, parallèles ou croisées, étant photographié à l'aide des rayons X, produit des épreuves à peine différentes en intensité, mais l'absorption de la lumière par les tourmalines croisées devient évidente quand on intensifie le négatif par la méthode de Bourinsky, c'est-à-dire si l'on prépare

plusieurs épreuves pelliculaires identiques et si on les superpose pour obtenir l'épreuve définitive. Les auteurs considèrent cette expérience comme une preuve décisive que les rayons de Röntgen sont susceptibles de polarisation [1].

E. KOWALEWSKY. — Quelques phénomènes accompagnant la distribution du courant électrique entre deux milieux en contact. — P. 122-124.

Si l'on met une couche de mercure au fond d'un vase et que l'on recouvre la surface de ce métal d'un électrolyte quelconque, on voit, en plaçant deux électrodes en platine dans ce dernier, se former deux dépressions circulaires dans la surface du mercure. Le cercle correspondant à l'anode se resserre, et celui de la cathode s'élargit de manière à envelopper l'anode. Il se forme alors, dans le sein même de l'électrolyte, un mouvement tourbillonnaire : sur la surface du mercure le liquide est dirigé du centre à la circonférence, mais à la périphérie de l'anneau entourant l'anode le liquide monte, pour retourner à la surface du mercure près de la cathode. La surface de l'électrolyte reste en repos. Une plaque en platine recouverte d'une mince couche de cuivre galvanoplastique et placée horizontalement dans une solution de sulfate de cuivre se dépouille de sa couche de cuivre au voisinage de la cathode, mais un cercle du dépôt de cuivre reste sous l'anode et continue à croître d'épaisseur. Si l'on plonge les électrodes dans le mercure même, ce dernier commence à se mouvoir vers la cathode et l'électrolyte en sens inverse.

A. SOKOLÓFF. — Recherches expérimentales sur l'électrolyse de l'eau. P. 122-174 (V. *J. de Phys.*, ce vol., p. 193).

W. STCHEGLAIEFF. — Sur quelques propriétés électriques des tubes de Crookes. — P. 175-193.

Pour étudier le champ électrique d'un tube de Crookes, l'auteur a employé une plaque en zinc isolée, réunie par un conducteur à un galvanomètre Thomson, dont la borne libre était en communication avec le sol. Quand la plaque était disposée dans le champ libre de la

(1) Expérience contestée. Voir JEAN PERRIN, thèse; et *J. de Phys.*, 3e série, t. V et VI, *passim*. B. B.

cathode, le galvanomètre accusait un courant négatif, c'est-à-dire dirigé du sol à la plaque. Quand le courant de la bobine excitatrice a été renversé, et que la cathode du tube est devenue anode, on n'obtient aucun courant. L'intensité du courant est inversement proportionnelle à la distance de la plaque à la cathode. Un écran conducteur, placé entre le tube et la plaque, affaiblit l'action et fait changer le sens du courant. Le temps nécessaire à la disparition d'une charge positive d'un électroscope est inversement proportionnel au carré de la distance au foyer du tube, si le champ est libre ; mais un écran plan interposé agit comme s'il émettait une onde plane de lumière ultra-violette, et le temps nécessaire à la disparition d'une charge négative devient indépendant de la distance. Les faits observés s'accordent bien avec l'hypothèse des « courants radiaux » dans le champ du tube, proposée par Boltzmann et appliquée par l'auteur au cas considéré.

L'assimilation des rayons de Röntgen à des tourbillons qui en résultent explique l'absence de la réflexion, de la réfraction, de la polarisation et de l'interférence de ces rayons. L'action photographique même des rayons de Röntgen paraît être un phénomène électrique. Ayant placé dans le champ du tube deux plaques sensibles dont les couches de gélatine ont été tournées, l'une contre l'autre et séparées par une mince couche d'air, l'auteur a obtenu dans les circonstances favorables une image négative sur la première plaque et une positive sur la deuxième ; celle-ci doit se charger d'électricité contraire à la première, qui joue pour elle le rôle de l'écran conducteur.

N. HESEHUS. — Sur les causes des résultats non concordants de diverses expériences sur l'affaiblissement du son avec la distance. — P. 195-199.

Les expériences dont les résultats sont en désaccord avec la loi des carrés des distances ont été faites dans des conditions mal choisies. Les dimensions de la source du son ont été trop grandes par rapport aux distances pour l'application légitime de la loi élémentaire, ou les expériences ont été exécutées dans une salle de dimensions restreintes et non dans l'espace libre, de sorte que les sons réfléchis venaient se mêler aux sons directs.

W. AGAFONOFF. — Sur l'absorption de la lumière ultra-violette par les cristaux et le dichroïsme dans la partie ultra-violette du spectre. — P. 200-215 (Voir *J. de Phys.*, 3e série, vol. VI, p. 271).

P. BAKHMETIEFF et WASKOFF. — Influence du milieu ambiant sur le retard dans l'effet élastique pendant l'extension des fils métalliques. — P. 217-220.

M. Hesehus a remarqué, en 1882, que le retard dans l'effet élastique dépend, entre autres, de l'échange d'actions moléculaires entre le corps et son milieu ambiant, mais aucune expérience directe n'a été encore entreprise pour constater cette influence. Les auteurs ont observé pendant cinq semaines l'allongement de fils en nickel et en cuivre, chargés d'un même poids, et placés dans l'air, dans du pétrole et dans une solution aqueuse de sulfate neutre du métal expérimenté. Les allongements définitifs, réduits à une même longueur de 50 centimètres, ont été:

	Dans l'air	Dans le pétrole	Dans le sulfate
Fil de cuivre..........	$0^{mm},14$	$0^{mm},17$	$0^{mm},20$
Fil de nickel..........	0 ,20	0 ,28	0 ,14

Il est à noter que le milieu diélectrique diminue le retard du métal diamagnétique et fait croître celui du métal paramagnétique, et l'électrolyte produit le résultat contraire.

Vol. XXIX ; 1897.

Th. PETROUSCHEWSKI. — Deux appareils pour les couleurs complémentaires Page 1-6.

Pour faciliter la comparaison des couleurs des corps opaques transparents et des liquides colorés, l'auteur a apporté plusieurs perfectionnements aux appareils connus de Lambert et de Dove.

N. SCHILLER. — Quelques expériences sur l'évaporation d'un liquide dans un gaz à haute pression. — P. 7-13.

Il est connu qu'une cause quelconque, produisant une pression positive ou négative sur la surface de séparation d'un liquide et de sa vapeur, a pour conséquence l'augmentation de la tension de la

vapeur saturée. Des expériences ont été exécutées sur l'action des forces capillaires, électriques et magnétiques ; l'auteur a dirigé son attention sur le pouvoir qu'a un gaz comprimé d'exprimer, pour ainsi dire, la vapeur d'un liquide. Pour cela, le tube d'une éprouvette d'un appareil de Cailletet a été recourbé en bas, étiré en une pointe capillaire et bien calibré dans sa partie cylindrique. Après avoir rempli l'éprouvette d'un gaz pur et sec à la pression atmosphérique, on introduisait le liquide par le tube capillaire et l'on soudait sa pointe. A la pression de 115 atmosphères le liquide s'évaporait lentement dans l'air et le volume du liquide introduit ne cessa de diminuer qu'après trois à quatre semaines ; la température ambiante était tout le temps à peu près de 25° C. Il s'évapora ainsi 40 divisions du tube rempli d'éther sulfurique et 9,3 divisions de chloroforme dans l'air à 115 atmosphères ; et 13,3 d'éther et 3,4 de chloroforme dans le même volume d'air à la pression atmosphérique contenu dans le même tube. Dans de l'azote à 115 atmosphères, l'évaporation était de beaucoup plus lente, et l'appareil finissait toujours par se déranger avant la fin de l'expérience.

Quelques expériences ont été faites aussi à l'aide de l'appareil de Cailletet sur la température critique de l'éther dans l'air sous la pression de 25 atmosphères : la disparition du ménisque de séparation se produisait à 197° C., au lieu de 200° C., dans la vapeur d'éther pure. Après l'apparition du ménisque par le refroidissement, une augmentation de pression de l'air le faisait disparaître de nouveau. L'auteur pense que son explication peut être appliquée aux expériences récentes de M. Villard [1].

P. BAKHMETIEFF, CHRISTODULOS et GEORGIEFF. — Influence de la température du milieu ambiant sur les courants électriques de refroidissement. — P. 14-21.

M. Bakhmetieff a déjà émis l'opinion que les courants électriques dus au refroidissement et à la solidification d'un métal fondu ont pour cause le déplacement d'éther produit par la variation du volume du métal. Les nouvelles expériences constatent l'invariabilité du courant pendant tout le temps de la solidification du métal, et l'augmentation de son intensité par l'abaissement de la température ambiante produisant une accélération du refroidissement. L'auteur voit dans ces faits un nouvel appui pour son hypothèse.

---

(1) *Journal de Phys.*, 3e série, t. V., p. 453 ; 1896.

A. SADOVSKY. — Forces pondéromotrices des ondes électromagnétiques et lumineuses. — P. 82-84 (Communication préliminaire).

Les investigations théoriques de l'auteur, d'après les idées de Maxwell, ont donné les résultats suivants : une lame cristalline, en transformant une onde magnétique polarisée dans un plan en une onde polarisée elliptiquement, c'est-à-dire en un champ magnétique tournant, éprouve elle-même une tendance à tourner dans le sens inverse des forces électromagnétiques. Un flux d'ondes électromagnétiques planes, polarisées circulairement, en tombant normalement sur des lames de $\frac{1}{4}\lambda$, $\frac{2}{4}\lambda$ et $\frac{3}{4}\lambda$, est obligé de leur communiquer une tendance à la gyration continue dans le sens des forces électromagnétiques des ondes incidentes, mais ne produit aucune action sur la lame de $\frac{4}{4}\lambda$. Dans tous les cas, le moment de rotation est égal à la quantité d'énergie transmise à travers la lame pendant la durée d'une oscillation, par les forces électriques seules. L'application de la théorie de Fresnel donne des résultats qualitativement presque identiques, mais deux fois plus grands en valeur numérique. En supposant la valeur de la constante solaire égale à 3, on obtient par la théorie de Maxwell pour la valeur du moment de rotation à peu près :

$$M = 10^{-9} \text{ erg.}$$

L. BOGAÏEWSKY. — Sur les équations proposées pour l'expression de la tension des vapeurs saturées. — P. 88-95.

L'auteur discute les équations proposées jusqu'à nos jours pour exprimer la relation entre le volume v, la tension p et la température absolue T de la vapeur d'eau saturée ; il démontre qu'aucune d'elles ne peut exprimer la loi théorique du phénomène, mais que la concordance assez bonne du calcul et des données de l'expérience s'explique par le grand nombre de constantes contenues dans ces formules. Entre autres, l'auteur propose la formule

$$\frac{pv}{T + 127} = 2,51 - 0,0000085\,(T - 388)^2.$$

Elle donne une bonne concordance, sans avoir la prétention d'être plus qu'une formule empirique.

D. MENDELEEF. — Procédés des pesées précises ou métrologiques. — *Annales de la Chambre centrale des Poids et Mesures de la Russie*, vol. III, p. 3-84 (Appendice au *J. de la Soc. Ph.-Ch. Russe*).

La cause principale des erreurs des pesées précises réside, d'après M. Mendeleef, dans les variations continues de la position d'équilibre de la balance, produites principalement par des variations inégalement distribuées de température du fléau. Par conséquent il n'est pas rationnel de baser la détermination de la position d'équilibre sur l'observation d'un grand nombre d'élongations. En général, il faut installer le support du prisme horizontalement d'une manière inébranlable, tout le fléau doit être entouré d'un châssis en cuivre massif, pour diminuer et égaliser les variations brusques de température; les oscillations indépendantes des plateaux doivent être nulles, et celles de l'index du fléau très restreintes. En outre, l'observateur lui-même doit être éloigné de la balance pour diminuer l'influence des radiations de son corps. De longues séries d'observations ont montré que le quotient C des décroissements de deux élongations successives est égal à :

$$C = \frac{l_n - l_{n+1}}{l_{n+2} - l_{n+1}},$$

et constant pour de petites amplitudes; il varie de 1,01 à 1,3 pour les balances de précision quand on change la surface des plateaux ou leur charge. Cette constante C, une fois déterminée pour les conditions de la pesée, on calcule la position L de l'équilibre, à l'aide de deux élongations consécutives, l_1 et l_2, par la formule

$$L = \frac{Cl_2 + l_1}{C + 1},$$

ou à l'aide de trois observations : l_1, l_2 et l_3, d'après la formule

$$L = \frac{1}{4}\left[l_1 + l_3 + 2l_2 - \frac{C-1}{C+1}(l_1 - l_3)\right].$$

Cette dernière formule s'approche de plus en plus de la formule ordinaire

$$L = \frac{1}{4}[l_1 + 2l_2 + l_3],$$

quand C tend vers l'unité.

On pourrait calculer L en combinant quatre élongations d'après la formule précise

$$L = \frac{1}{8}\left[l_1 + 3l_2 + 3l_3 + l_4 + \frac{(l_1 - l_3)^2}{2l_2 - l_1 - l_3} + \frac{(l_2 - l_4)^2}{2l_3 - l_2 - l_4}\right],$$

ou approximativement :

$$L = \frac{1}{8}[l_1 + 3l_2 + 3l_3 + l_4].$$

La comparaison de la position d'équilibre déterminée par la première et la dernière formule donne une idée de la grandeur des variations de « l'état de la balance », c'est-à-dire de la fonction du temps exprimant la relation entre la position de l'équilibre de la balance pour une charge déterminée et le temps. L'expérience montre que, pour un laps de temps pendant lequel on peut faire cinq observations d'élongations successives, l'état de la balance peut être exprimé par une formule parabolique :

$$L = a + bt + ct^2,$$

mais elle donne une approximation insuffisante pour une durée plus longue.

Une discussion plus approfondie du problème a conduit M. Mendeleef à la découverte d'un théorème purement géométrique (1) : La surface délimitée par la parabole $y = a + bx + cx^2$ entre ses points : x_1, y_1, et x_2, y_2, l'axe des x et deux ordonnées correspondant aux points x_1, y, et x_2, y_2, est égale à la surface du trapèze, formé par les mêmes droites et une droite passant par x_1, y_1 et un point de l'arc de la parabole correspondant à $\frac{2}{3}(x_2 - x_1)$; ou par $x_2 y_2$ et le point correspondant à $\frac{1}{3}(x_2 - x_1)$.

Les méthodes indiquées par l'auteur donnent le moyen d'atteindre, pour les pesées faites à la Chambre centrale des Poids et Mesures à l'aide d'une balance dont une division de l'échelle correspond à 0,04 mgr., une précision de $\pm$ 0,004 mgr. et, par une répétition systématique de pesées, la précision de 0,001 mmgr. pour une charge de 1 kilogramme.

---

(1) Voir *C. R.*, 1895, p. 1467.

D. MENDELEEF. — Article supplémentaire sur la variation du poids spécifique de l'eau. — P. 133-135.

L'auteur a profité des résultats du travail de Thiesen, Schel et Diesselhorst sur la densité de l'eau pour calculer de nouveau les constantes de sa formule empirique :

$$s_t' = 1 - \frac{(t-4)^2}{A + Bt + Ct^2} = 1 - \frac{(t-4)^2}{118.932 + 1.366,75\,t - 4,13\,t^2}.$$

Entre 20° et 40° cette formule donne une précision satisfaisante ; mais les données précises expérimentales nous manquent encore pour juger de sa valeur pour des limites de température plus étendues.

W. LERMANTOFF.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON;

T. LX ; avril 1896-février 1897.

W.-J. POPE. — Angular Measurement of Optic Axial Emergences (Mesure de l'angle d'émergence des axes optiques). — P. 7.

Dans l'étude optique des cristaux monocliniques et tricliniques, on a souvent à mesurer l'angle d'émergence des axes optiques dans l'air ; on peut avoir des lames qui ne sont pas exactement perpendiculaires à l'une des bissectrices, mais à travers lesquelles sortent, néanmoins, les axes optiques. La détermination de l'angle α que fait, à la sortie, un de ces axes considéré dans l'air, avec la normale à la lame, peut être délicate, à cause de la difficulté d'avoir une surface bien réfléchissante. On tourne la difficulté en mesurant la variation $\alpha - \theta$ que subit l'angle d'émergence quand on plonge le cristal dans un liquide réfringent d'indice μ. Il est facile de calculer α, connaissant $\alpha - \theta$, et μ ; cette dernière quantité se mesure au réfractomètre Pulfrich.

W. DE W. ABNEY. — Note on Photographing Sources of Light with Monochromatic Rays (Note sur les sources photographiques de lumière monochromatique). — P. 13.

L'auteur décrit un dispositif expérimental qui permet de projeter sur un écran ou une plaque photographique l'image d'un objet lumi-

neux en lumière monochromatique. On forme d'abord une image de l'objet sur la surface d'un prisme ou d'un réseau, au moyen d'une lentille de distance focale convenable, placée contre la fente d'un spectroscope. Il y a production d'un spectre, et la couleur dans laquelle on veut former l'image définitive passe à travers une fente, qui remplace l'oculaire de la lunette, et que l'on peut déplacer dans ce spectre. Une deuxième lentille placée derrière cette fente donne une image en lumière monochromatique sur un écran ou une plaque photographique située à une distance convenable. Les deux fentes doivent être assez larges pour ne pas donner d'effet de diffraction.

W. DE W. ABNEY et P.-E. THORPE. — On the Determination of the Photometric Intensity of the Coronal Light (Détermination de l'intensité photométrique de la lumière de la couronne solaire pendant l'éclipse du 16 avril 1893). — P. 15.

Éclipse observée à Fundium (Sénégal). — Les méthodes d'observation sont identiques à celles que l'on employa à Grenade (Indes) pendant l'éclipse de 1886. Le tableau suivant résume ces résultats :

Distances à partir du disque de la lune, évaluées en demi-diamètres solaires.	Intensité photométrique (en unités Siemens).	
	1893	1886
1,6	0,060	0,066
2,0	0,048	0,053
2,4	0,038	0,043
2,8	0,030	0,034
3,2	0,024	0,026
3,4	0,018	0,021

La petite diminution dans l'intensité observée en 1893 est due probablement au brouillard qui existait dans l'air à cette époque [1].

E. MATTHEY. — On the Liquation of certain Alloys of Gold (Liquation de certains alliages d'or). — P. 21.

M. Matthey a analysé plusieurs barreaux d'or dans lesquels ce métal était allié à d'autres métaux non précieux, tels que le plomb et le zinc. Dans ces alliages, que l'on rencontre fréquemment dans les procédés actuels d'extraction du métal précieux, l'or est principalement rassemblé à la partie moyenne et à la partie inférieure du

(1) V. *Phil. Trans. A.*, 1889, p. 363.

lingot. Cette particularité rend impossible l'évaluation exacte du titre d'un lingot par l'analyse d'un petit échantillon.

Ces irrégularités sont considérablement modifiées quand il y a, en même temps, de l'argent. Dans les alliages où la proportion de métal commun ne dépasse pas 30 0/0, l'argent dissout ce métal et forme avec l'or un alliage homogène.

J. DEWAR et J.-A. FLEMING. — On the Electrical Resistivity of Bismuth. On the Electrical Resistivity of Pure Mercury at the Temperatur of Liquid Air (Sur la résistivité du bismuth, sur la résistivité du mercure pur à la température de l'air liquide). — P. 72 et p. 76.

Dans des recherches antérieures [1] les auteurs avaient trouvé que la résistance électrique du bismuth présentait une anomalie aux températures très basses. Les recherches actuelles entreprises avec le métal pur préparé par voie électrolytique montrent que les observations antérieures étaient fausses. Le bismuth chimiquement pur ne fait pas exception à cette règle que la résistivité devient nulle au zéro absolu de température.

Si l'on place une spirale de bismuth dans un champ magnétique perpendiculairement à la direction des lignes de force, la résistivité augmente d'autant plus que le métal a été plus refroidi. Dans l'air liquide la résistivité devient quatre fois et demie plus grande. Si le bismuth était refroidi jusqu'au zéro absolu, il deviendrait probablement un conducteur parfait; il deviendrait non conducteur si, en même temps, il était placé dans un champ magnétique d'intensité suffisante.

De même, la résistivité du mercure serait probablement nulle au zéro absolu. La conductibilité augmente fortement dans le passage de l'état liquide à l'état solide.

J. DEWAR et J.-A. FLEMING. — On the changes produced in Magnetised Iron and Steelsby cooling to the Temperatur of Liquid Air (Sur les changements produits dans le fer et les aciers aimantés parle refroidissement à la température de l'air liquide). — P. 57. — On the Magnetic Permeability and Hysteresis at the Low Temperatures (Sur la perméabilité et l'hystérésis à basses températures). — P. 81.

Le refroidissement brusque à la température de l'air liquide augmente ou diminue, suivant les cas et suivant la composition de l'acier

(1) *Philos. Mag.*, septembre 1895 ; p. 303.

(suivant sa teneur en nickel, par exemple), le moment magnétique d'aimants préalablement aimantés à saturation.

Les auteurs ont mesuré, en outre, par la méthode du galvanomètre balistique, la perte de perméabilité et d'hystérésis dans certains échantillons de fer et d'acier en forme d'anneaux ou de cylindres. Les expériences ont eu pour but l'étude de la variation de la perméabilité magnétique sous l'influence de forces magnétisantes variables, le fer étant maintenu à une basse température constante en le plaçant dans l'air liquide à l'état d'ébullition tranquille dans le vide.

Voici les principaux résultats :

I. *Fer de Suède recuit.* — La courbe de perméabilité a la même forme à + 15° et à — 185°. Le maximum de perméabilité a lieu pour une force magnétisante d'environ 2 unités C. G. S. La valeur de la perméabilité maximum est de 3 400 à + 15° et 2.700 à — 185°. La diminution de perméabilité est d'autant plus petite qu'on s'éloigne plus de ce maximum. L'induction est plus petite à — 185° qu'à la température ordinaire.

Lorsque l'on fait varier la température de — 185° à la température ordinaire, la perméabilité du fer doux, pour la force magnétisante particulière choisie, augmente d'une façon uniforme; la courbe d'augmentation de la perméabilité avec la température est très sensiblement une ligne droite.

II. *Fer de Suède non recuit.* — Pour le fer non recuit, la perméabilité augmente lorsque la température diminue. Si un transformateur est formé avec un anneau de ce fer non recuit et si un faible courant magnétisant traverse le circuit primaire, on observe invariablement une déviation du galvanomètre balistique relié au circuit secondaire lorsqu'on plonge le transformateur dans l'air liquide, même lorsque le courant primaire reste parfaitement constant. Cela indique qu'il se produit un accroissement notable dans la perméabilité du fer non recuit.

Le fer trempé présente les propriétés du fer non recuit. L'acier se comporte comme le fer doux recuit.

C. CHREE. — Observations on Atmospheric Electricity at the Kew Observatory (Observations sur l'électricité atmosphérique à l'Observatoire de Kew). — P. 96.

Les observations rapportées dans ce mémoire furent entreprises principalement dans le but de trouver une interprétation exacte des

courbes de l'électrographe de Kew, qui est fortement influencé par le voisinage d'un édifice élevé. L'hypothèse d'Exner d'après laquelle un édifice abaisse le potentiel dans son voisinage de la même manière que s'il formait lui-même une partie de la surface de la terre se trouve confirmée. En ce qui concerne la corrélation entre les variations des potentiels électriques et les phénomènes météorologiques, les résultats sont inconciliables avec la théorie d'Exner [1].

J.-H. GLADSTONE. — The Relation between the Refraction of Elements and their Chemical Equivalents (Relation entre la réfraction des éléments et leurs équivalents chimiques). — P. 140.

En tenant compte des recherches les plus récentes sur les indices de réfraction des éléments ou de leurs combinaisons, ainsi que sur les poids atomiques, l'auteur a dressé un tableau des réfractions atomiques $\frac{P(n-1)}{d}$ (P désignant le poids atomique, n l'indice, et d la densité). Nous en extrayons quelques nombres. Les éléments sont rangés par ordre de poids atomiques croissants :

H	1,5	Argon	3,17	Zn	9,9
Li	3,6	Na	4,65	Ag	13,1
C	4,6	Cl	10,0 et 10,7	I	24,4 et 27,2
Az	4,8, etc.	K	8,0	Pt	33,5
O	3,25 et 2,7	Fe	11,7 et 19,9	Hg	21,5 et 19,8?
Fl	0,6 ?	Cu	11,7		

Les réfractions atomiques de Az, Ph, S et Se ont des valeurs différentes, si on les calcule d'après la réfraction spécifique de combinaisons différentes. Il en est de même pour un certain nombre d'autres éléments, comme Sn, Sb, Fe, Br, etc.

Si l'on fait le produit de la réfraction spécifique $\frac{n-1}{d}$ par la racine carrée de l'équivalent (« combining proportion ») ($\sqrt{28}$ pour le fer par exemple), on constate que les éléments de même valence ont à peu près la même constante de réfraction pour des poids équivalents. Ce

(1) Il s'agit ici de la formule d'Exner qui relie la variation du potentiel suivant la normale du sol $\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)$ à la valeur de la densité de la vapeur q_0 tout près du sol : $\frac{\partial V}{\partial n} = \frac{A}{1 + Bq_0}$, A et B étant des constantes.

produit est égal à 1,01 environ (variant de 0,87 à 1,12) pour les éléments bivalents, trivalents, tétravalents et probablement pentavalents. Pour les éléments monovalents, il a une valeur voisine de 1,3 (variant de 1,28 à 1,36) (1). En somme, le produit de la réfraction spécifique par l'équivalent est à peu près constant : et l'on n'a pas une relation simple entre le poids de l'atome et la réfraction, mais entre la *proportion de combinaison* du corps et sa réfraction ; l'auteur appelle le produit de la réfraction spécifique par la racine carrée de l'équivalent chimique, « constante de réfraction des poids équivalents ». Ce produit peut être représenté par

$$SE^{\frac{1}{2}} = \text{Constante.}$$

J.-A. M'CLELLAND. — Selective absorption of Röntgen Rays (Absorption sélective des rayons Röntgen). — P. 146.

On détermine d'abord la quantité dont se décharge un disque relié à l'électroscope, lorsqu'une plaque de verre est interposée sur le passage des rayons. On substitue à la plaque de verre n feuilles d'étain produisant à peu près le même effet, et l'on prend le rapport a, très voisin de 1, des deux vitesses de décharge. On prend ensuite un certain nombre de feuilles d'étain et la plaque de verre, et l'on mesure la décharge quand les rayons traversent le tout. On substitue à la plaque de verre les n feuilles d'étain et on prend le rapport b des deux vitesses de décharge. Si $a = b$, c'est que les rayons Röntgen sont tous de même nature. Dans le cas du verre a est différent de b, ce que l'auteur explique en supposant que les rayons ne sont pas homogènes, les uns étant plus absorbés par le verre, les autres par les feuilles d'étain. D'autres substances, telles que la fuchsine, l'esculine, l'éosine ont présenté une forte absorption sélective. L'auteur a étudié des tubes à vide différents. Plus un tube est efficace pour la production des rayons Röntgen, moins ceux-ci sont homogènes.

F. OSMOND et W.-C. ROBERTS-AUSTEN. — On the Structure of Metals (Sur la structure des métaux, son origine et ses changements). — P. 148.

Les auteurs rappellent les travaux de Tomlinson qui montra le premier que le produit de l'élasticité E d'un métal par une puissance

(1) Sauf quelques exceptions : certains éléments donnent des nombres assez différents ; Na = 0,97.

fractionnaire du volume atomique $\frac{A}{D}$ est constant. Les divergences trouvées pour certains métaux proviennent de traces d'impuretés qui ont une grande influence sur la valeur de l'élasticité. Ce point a été vérifié par l'un des auteurs sur de l'or purifié avec le plus grand soin et allié ensuite avec 0,2 0/0 d'éléments étrangers.

En opérant sur ces alliages particuliers, les auteurs ont pu montrer qu'il n'y a aucune relation entre la structure, d'une part, l'apparence des fractures, le point de fusion des éléments alliés, et les propriétés mécaniques des alliages d'or, d'autre part. Il est impossible de nier le rôle important que jouent, dans les propriétés mécaniques des alliages, les résidus qui restent liquides après que la majeure partie de l'alliage s'est solidifiée. Mais, pour que ces « céments » interviennent, il faut qu'ils aient une existence réelle; or, dans plusieurs alliages examinés on n'a pu déceler leur existence.

Les auteurs signalent enfin le grand changement qui se produit dans la structure des alliages d'or avec le bismuth, le thallium et l'antimoine lorsqu'on les recuit vers 250° dans l'acide sulfurique : les gros grains du métal se divisent en une multitude de petits grains polyédriques. Cette transformation de la structure d'un métal à une température si éloignée de son point de fusion et même du point de fusion de l'alliage « eutectique » n'est probablement pas un fait isolé. La confirmation de ce phénomène pour d'autres métaux ouvre un nouveau champ à l'activité des chercheurs.

T.-E. THORPE et J.-W. RODGER. — On the Relations between the Viscosity of Liquids and their Chemical Nature. [Sur les relations qui existent entre la viscosité (frottement intérieur) des liquides et leur nature chimique]. — P. 152.

Les auteurs ont poursuivi leurs précédentes expériences [1] par la détermination de la viscosité d'un grand nombre d'éthers-sels et d'éthers-oxydes. Voici les conclusions auxquelles ils sont arrivés:

1° Dans les séries homologues la viscosité augmente avec le poids moléculaire; 2° la viscosité est plus faible pour l'iso-composé que pour le composé normal ; 3° plus la molécule d'un isomère est symétrique, plus la viscosité est faible ; 4° parmi les éthers-sels isomères, le formiate a la plus forte viscosité.

---

(1) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LV, p. 148 ; et *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 281; 1896.

Les auteurs ont enfin étudié les rapports qui existent entre les grandeurs de la viscosité (coefficient de viscosité, viscosité moléculaire, frottement moléculaire interne) aux températures d'ébullition et la position de l'oxygène dans la molécule. Ils formulent les conclusions suivantes :

1° L'effet que l'oxygène-éther exerce sur la viscosité d'un liquide est beaucoup plus grand que l'effet exercé par l'oxygène-oxhydryle ou l'oxygène-carbonyle;

2° La viscosité du formiate est très grande comparativement à celle des autres éthers; il en résulte que les propriétés exceptionnelles de l'acide formique se continuent dans ses éthers.

J.-A. HARKER. — On the Determination of Freezing Point (Sur la détermination du point zéro des thermomètres). — P. 154.

La méthode indiquée par l'auteur pour la détermination exacte du point zéro des thermomètres consiste à refroidir de l'eau distillée dans un vase convenable, protégé du rayonnement, à une température inférieure à zéro, à introduire le thermomètre et à produire la congélation de l'eau par l'introduction d'un cristal de glace. La température du thermomètre s'élève et atteint finalement une température constante qui ne diffère que très peu du vrai zéro. Le vase à refroidissement et un thermostat constituent les deux parties principales de l'appareil dont la description complète est donnée dans le mémoire original. La température du mélange dans lequel plonge le thermomètre reste absolument constante. Des mesures effectuées avec un thermomètre à résistance électrique très sensible ont montré que cette température ne variait pas de plus de 3 à 4 dix-millièmes de degré pour une variation de température de 2 à 3° du liquide qui circule dans l'appareil.

C.-T. HEYCOCK et F.-H. NEVILLE. — Complete Freezing-point Curves of Binary Alloys (Courbes complètes des points de fusion des alliages binaires d'argent et de cuivre avec d'autres métaux). — P. 160.

Ce travail renferme la détermination des points de fusion des alliages de deux métaux, dont l'un au moins est de l'argent ou du cuivre. Les auteurs ont employé, pour évaluer la température, un pyromètre du type de Callendar-Griffith. Les alliages, pesant de 200 à 500 grammes, étaient fondus dans des creusets de plombagine

placés dans un four Fletcher. Un courant de gaz d'éclairage ou d'hydrogène passait à travers chaque creuset et venait brûler à la surface du métal fondu, le préservant ainsi de l'oxydation. Pour former les alliages, on ajoutait successivement des quantités pesées d'un métal à la quantité préalablement pesée et fondue de l'autre métal et l'on prenait le point de fusion (ou de solidification) après chaque addition. En portant en abscisses la composition centésimale de l'alliage et en ordonnées le point de fusion correspondant, on obtient la courbe des points de fusion. Pour un alliage de deux métaux, elle consiste généralement en deux branches, partant chacune du point de fusion du métal pur, et s'abaissant jusqu'à ce qu'elles se rencontrent en un point nommé *point eutectique*. C'est le cas de la courbe argent-cuivre. Si deux métaux A et B forment un composé stable C, la courbe se divise généralement en deux systèmes AC et CB ayant chacun leur point eutectique et se réunissant à un sommet intermédiaire C. C'est le cas de la courbe cuivre-antimoine.

L'alliage plomb-cuivre offre l'exemple d'un phénomène prévu par Ostwald et non encore réalisé expérimentalement : la solidification d'un système consistant en deux liquides conjugués, une solution saturée de plomb dans le cuivre et une solution saturée de cuivre dans le plomb. La branche de la courbe qui part du cuivre pur s'abaisse d'abord régulièrement, puis la courbure diminue et, pour une proportion de 17 à 65 atomes de plomb, le point de fusion reste constant à 954°; la courbe s'abaisse ensuite jusqu'au point eutectique.

La courbe cuivre-étain présente de nombreuses singularités.

A. MALLOCK. — Note of the Radius of Curvature of a Cutting Edge (Note sur le rayon de courbure d'un bord tranchant). — P. 164.

Méthode originale, reposant sur la production de franges d'interférences, pour déterminer une limite supérieure du rayon de courbure des bords tranchants comme ceux d'un rasoir par exemple.

J.-C. BOSE. — On the Determination of the Wave-length of Electric Radiation by Diffraction Grating (Sur la détermination de la longueur d'onde des radiations électriques par un réseau de diffraction). — P. 167.

Les réseaux de diffraction employés étaient composés de bandes d'étain disposées verticalement et à intervalles égaux sur le côté

concave d'une feuille d'ébonite recourbée en forme de demi-cylindre. L'excitateur était de la forme indiquée par Righi et le récepteur était le « coherer » déjà employé ([1]). Comme ce dernier ne possède aucune périodicité propre, l'auteur pouvait trancher la question de savoir si le spectre diffracté est linéaire ou continu. Les résultats, très concordants, conduisent à admettre que le spectre diffracté est linéaire. En employant des réseaux formés de bandes de largeurs différentes, variant de 1 à 3 centimètres, on a trouvé pour la longueur d'onde de l'excitateur des nombres qui ne varient que de 1,843 à 1,848.

A.-A.-C. SWINTON. — The effects of à strong Magnetic Field upon Electric Discharges in Vacuo (Effets d'un champ magnétique intense sur les décharges électriques dans le vide). — P. 179.

Description de changements d'aspect des fluorescences : la résistance des tubes diminue.

F.-G. BAILY. — The hysterisis of Iron and Steel in a Rotating Magnetic Field (Hystérésis du fer et de l'acier dans un champ magnétique tournant). — P. 182.

On déduit de la théorie du magnétisme de Maxwell-Weber-Ewing que, si l'hystérésis est due uniquement à la formation d'arrangements nouveaux des aimants particulaires et non à une sorte d'entrave mécanique, elle doit disparaître complètement lorsque la substance magnétique est soumise à un champ tournant d'intensité suffisante pour obliger les aimants particulaires à se maintenir dans une direction parallèle à celle du champ.

L'auteur a cherché à vérifier expérimentalement cette déduction. Un cylindre de fer était suspendu verticalement au-dessus des pôles d'un électro-aimant pouvant tourner autour de l'axe de suspension du cylindre. Un ressort empêchait le cylindre de tourner d'une façon continue ; l'angle de rotation, et, par conséquent, la force antagoniste du ressort, était indiquée par un faisceau de lumière réfléchi par un miroir placé sur le cylindre. En faisant tourner l'électro-aimant, l'armature est entraînée jusqu'à ce que la force antagoniste du ressort fasse équilibre à la force due à l'hystérésis ; la valeur de

---

([1]) *Journal de Phys.*, ce vol., p. 489.

cette dernière pouvait être obtenue d'après les déviations observées. Dans ces conditions la valeur de l'hystérésis était très différente de celle que l'on obtient avec un champ alternatif. La vitesse de rotation n'influait pas sensiblement sur la valeur de l'hystérésis.

E. RUTHERFORD. — A Magnetic Detector of Electrical Waves (Sur un indicateur magnétique des ondes électriques, et quelques-unes de ses applications). — P. 184.

La désaimantation partielle de fines aiguilles d'acier autour desquelles est enroulé un petit solénoïde fournit un moyen très sensible de rechercher les ondes électriques à une grande distance du vibrateur. La sensibilité est telle que l'on obtient un effet marqué à une distance de un demi-mille (800 mètres). L'appareil peut être appliqué à la détermination de la période d'oscillation d'une bouteille de Leyde.

J.-S. TOWNSEND. — Magnetisation of Liquids (Aimantation des liquides). — P. 186.

Les mesures ont été faites avec une balance d'induction très sensible. Le courant changeait seize fois environ par seconde ; de cette manière, on pouvait déceler, au galvanomètre, de très petites inductances dans le circuit secondaire.

La méthode consistait à compenser, par de petites inductances connues, l'augmentation de l'induction mutuelle du primaire et du secondaire d'un solénoïde, augmentation due à la présence d'un liquide dans le solénoïde.

Pour les sels ferriques le coefficient d'aimantation K est donné par la formule

$$10^7 K = 2.660\ W - 7{,}7$$

dans laquelle W désigne le poids du fer par centimètre cube. On a une formule analogue pour les autres sels de fer. La constante — 7,7 est la constante diamagnétique de l'eau. Le coefficient de variation avec la température est le même pour tous les sels ferriques.

W. RAMSAY et J.-N. COLLIE. — The Homogeneity of Helium and of Argon (Homogénéité de l'argon et de l'hélium). — P. 206.

Les auteurs ont cherché à vérifier si l'argon et l'hélium sont des éléments simples ou des mélanges de deux ou plusieurs éléments. Pour cela, ils ont étudié la diffusion de ces gaz à travers un tuyau de pipe en terre poreuse soumis, sur une de ses faces, à l'action du vide.

Pour l'argon, ils ont obtenu deux portions, l'une plus légère, de densité 19,93 (O = 16), et une autre plus lourde, de densité 20,01. La séparation, si elle existe, est donc minime.

Pour l'hélium, au contraire, les différences étaient plus grandes. La densité de la partie qui passait d'abord était 1,874; celle du gaz qui restait dans l'appareil était 2,133. Les indices de réfraction des deux échantillons étaient 0,1350 et 0,1524 (air = 1).

Les auteurs émettent une hypothèse « révolutionnaire » qui consisterait à admettre que toutes les molécules d'un gaz simple, comme l'hélium, n'auraient pas le même poids. Cette hypothèse mériterait confirmation.

W.-N. HARTLEY. — On the Spectrum of Cyanogen (Sur le spectre du cyanogène; sa production et sa modification par les décharges électriques). — P. 216.

FLEMING et DEWAR. — On the Magnetic Permeability of Liquid Oxygen and Liquid Air (Perméabilité magnétique de l'oxygène et de l'air liquide). — P. 283.

Voir p. 140 de ce volume.

E.-P. PERMAN, W. RAMSAY et J. ROSE-INNES. — An Attempt to determine the Adiabatic Relations of Ethyl Oxides (Essai pour déterminer les relations adiabatiques de l'oxyde d'éthyle). — P. 336.

Les longueurs d'onde du son dans l'oxyde d'éthyle liquide et gazeux ont été déterminées par la méthode de Kundt entre 100° et 200° C., et de 4.000 à 31.000^{mm} de mercure; les variations de volume allaient de 2,6 à 71 centimètres cubes par gramme.

Les résultats sont les suivants :

Ramsay et Sydney Young ont trouvé que, pour l'éther et quelques

autres liquides, il existe une relation linéaire entre la pression et la température à volume constant. On a :

$$p = bT - a.$$

Une relation semblable existe entre l'élasticité adiabatique E, la température T, le volume étant toujours constant :

$$E = gT - h$$

(g et h sont des fonctions du volume seulement).

En éliminant T entre ces deux équations, on obtient une équation dans laquelle E est fonction linéaire de p.

Le coefficient de p : $\frac{g}{b}$ est sensiblement constant dans les limites des expériences.

W.-E. WILSON et G.-F. FITZGERALD. — On the Effect of Pressure in the Surrounding Gas on the Temperatur of the Crater of an Electric Arc (Effets de la pression de l'atmosphère ambiante sur la température du cratère de l'arc électrique). — P. 377.

Dans leurs recherches antérieures les auteurs avaient trouvé qu'avec des pressions croissantes l'intensité de la radiation diminue, et ils en concluaient que la température des charbons diminue également. Leurs nouvelles expériences ont montré que la diminution d'intensité de la radiation provenait de la formation d'une grande quantité de AzO^2 qui absorbe la radiation.

Pour jeter quelque lumière sur la question, les auteurs ont opéré dans une atmosphère d'hydrogène contenant un peu d'hydrocarbures. A la pression ordinaire, l'arc est long, mince et très mobile; un dépôt de suie et de carbone graphitique se forme sur le charbon positif, comme s'il y avait électrolyse des hydrocarbures. La flamme est verte à l'extérieur et rouge au centre. Au spectroscope, on voit distinctement les raies C et F de l'hydrogène. Mais la mobilité et les ruptures fréquentes de l'arc, qui augmentent avec la pression de l'hydrogène, empêchent la lecture exacte du voltage et de l'intensité. D'autre part, la mesure de la radiation est également très difficile à cause du dépôt de suie sur le cratère.

Des expériences ont eu lieu également avec l'anhydride carbo-

nique. L'arc brûle très bien, et de bonnes mesures de la radiation purent être faites. Mais, lorsque la pression est brusquement abaissée, il se forme un brouillard qui absorbe la radiation.

Il résulte de ces recherches que la radiation augmente, en général, avec la pression.

On peut calculer la variation δT de la température d'ébullition pour une augmentation δp de la pression d'après la formule

$$\frac{\delta T}{T} = \delta p . \frac{\Delta v}{\lambda};$$

dans laquelle λ désigne la chaleur latente de vaporisation du carbone, et Δv la variation de volume.

On a sensiblement $T = 3800$, $\Delta v = 10^4$ et, pour une atmosphère $\delta p = 10^6$. Dès lors

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{10^{10}}{\lambda}.$$

Comme λ n'est pas très grand, $\frac{\delta T}{T}$ doit être assez grand.

D'après la loi de Trouton, $\lambda = 4.000$ calories $= 16,8 \times 10^{10}$ ergs et $\frac{\delta T}{T} = \frac{7}{17}$. δT serait donc égal à 220° pour une variation de pression de 1 atmosphère. L'augmentation d'intensité de la radiation devrait être beaucoup plus grande qu'elle n'a été observée.

On en déduit que la température du cratère n'est pas celle du point d'ébullition du carbone ou que la chaleur de vaporisation du carbone est plus grande que la valeur donnée par la loi de Trouton. Mais, même en prenant pour cette dernière la chaleur de combustion du carbone (7770 en passant à l'état de CO^2), on obtient pour δT une valeur trop grande.

Il est donc probable que le carbone ne bout pas dans le cratère de l'arc électrique.

Les auteurs attirent l'attention sur un autre point. Les courants de convection qu'ils ont observés dans les gaz comprimés dispersaient et réfléchissaient une grande partie de la radiation et l'empêchaient de parvenir à l'observateur. Dans l'atmosphère solaire, qui est à une haute pression, il est probable que de pareils courants se produisent; ces courants intercepteraient alors une partie de la radiation solaire.

J. HOPKINSON et E. WILSON. — On the Capacity and Residual Charge of Dielectrics (Sur la capacité et la charge résiduelle des diélectriques et sur l'influence que la température et le temps exercent sur eux). — P. 425.

La plus grande partie des expériences décrites dans cette note ont été faites avec le verre et la glace. On constate que, pour de longues durées, la charge résiduelle diminue avec l'élévation de température dans le cas du verre, mais que, pour un temps très court, elle augmente pour le verre et la glace. La capacité du verre, quand elle est mesurée pour des durées ordinaires de $\frac{1}{100}$ à $\frac{1}{10}$ de seconde, augmente beaucoup avec l'élévation de température ; mais, quand elle est mesurée pour des périodes très courtes, comme $\frac{1}{10^6}$ seconde, il n'y a pas d'augmentation sensible. La différence est due à la charge résiduelle qui apparaît entre $\frac{1}{50.000}$ et $\frac{1}{100}$ de seconde.

La capacité de la glace, mesurée pour des périodes de $\frac{1}{100}$ à $\frac{1}{10}$ de seconde, croît à la fois avec la température et avec le temps.

J. DEWAR et J.-A. FLEMING. — On the Electrical Resistivity of Electrolytic Bismuth (Résistivité du bismuth électrolytique à basse température et dans un champ magnétique). — P. 425.

Les auteurs ont poursuivi leurs recherches sur la résistivité du bismuth en mesurant la résistance électrique de fils de bismuth pur placés transversalement à la direction du champ produit par un électro-aimant et soumis en même temps à la température très basse de l'air liquide.

Si le champ transversal est nul, le refroidissement du bismuth fait toujours diminuer sa résistance. Si alors le bismuth est aimanté transversalement, sa résistance augmente et, pour toute température inférieure à 20° C., il existe une intensité du champ transversal qui annule l'effet du refroidissement.

A la température de — 185° et pour un champ magnétique transversal de 22.000 unités C. G. S. la résistance du bismuth est 150 fois plus grande que dans un champ nul à la même température.

De petites quantités d'impuretés modifient considérablement les résultats.

J.-H. BOSE. — On the Selective Conductivity exhibited by certain Polarising Substances (Sur la conductibilité sélective de certaines substances polarisantes). — P. 433.

Dans ses précédentes recherches, l'auteur avait constaté que la némalite (variété fibreuse de la brucite) et la chrysolite (variété fibreuse de la serpentine) possèdent la propriété de polariser les rayons électriques. Elles absorbent fortement les vibrations électriques parallèles à leur longueur et transmettent les vibrations perpendiculaires. Or les réseaux polarisants de Hertz transmettent de même les vibrations perpendiculaires aux fils, tandis que les radiations parallèles sont absorbées ou réfléchies. Ces réseaux offrent, en outre, une *anisotropie électrique ;* la conductibilité dans la direction des fils est plus grande que dans la direction transversale.

La némalite et la chrysolite polarisant les rayons électriques par inégale absorption, l'auteur a été conduit à rechercher si ces deux substances présentent des conductibilités différentes dans les deux directions de l'absorption et de la transmission. Les mesures effectuées avec la némalite donnèrent, pour un premier échantillon une résistance de 2136 mégohms dans la direction de la transmission et 154 méghoms dans la direction de l'absorption. Le rapport des deux conductibilités était donc $\frac{1}{13,8}$. Pour un deuxième échantillon, il était $\frac{1}{13,4}$. Pour la chrysolite, les rapports des conductibilités variaient de $\frac{1}{10}$ à $\frac{1}{4}$. La direction de l'absorption est celle de la plus grande conductibilité, tandis que la direction de la transmission est celle de la plus faible conductibilité.

L'auteur mentionne quelques expériences intéressantes faites avec un livre ordinaire. Les vibrations électriques parallèles aux pages sont complètement absorbées, les vibrations à angle droit sont transmises. Un livre ordinaire peut donc servir de polariseur parfait des ondes électriques.

M. W. TRAVERS. — Some Experiments on Helium (Quelques recherches sur l'hélium). — P. 449.

MM. Runge et Paschen [1] ont décrit quelques expériences d'où il semble résulter que l'hélium n'est pas un corps simple. La principale raison invoquée par les auteurs consiste dans ce fait que le gaz contenu dans les tubes de Plücker brille tout autrement lorsque la décharge électrique l'a traversé pendant longtemps.

M. Travers pense que cela provient de l'absorption de l'hélium par le platine et de la variation de pression qui en résulte. Si l'hélium est réellement composé de plusieurs gaz, il devrait être possible de les séparer en se basant sur leur absorption différente par le platine. Or l'hélium est absorbé complètement, et aucune portion n'est absorbée en plus grande quantité en fournissant un spectre particulier.

Contrairement à Kayser et Friedländer [2], l'auteur n'a jamais pu observer une absorption tant soit peu considérable de l'argon par le platine.

RAMSAY et COLLIE, p. 30. — LORD RAYLEIGH, p. 56. — LOCKYER, p. 133. — RAMSAY et TRAVERS, p. 442. — TILDEN, p. 453.

Étude des gaz extraits de certains minéraux ou de certaines eaux minérales. Comparaison de leur spectre avec la chromosphère (Lockyer). Les gaz de certaines sources contiennent 12 pour 1.000 d'hélium (Rayleigh). D'autres n'en contiennent pas trace (Tilden). Ceux qui en contiennent paraissent contenir toujours le même hélium, non dédoublable (Ramsay et Travers). Essais infructueux pour faire combiner l'argon ou l'hélium avec d'autres corps (Ramsay et Collie).

René PAILLOT.

---

(1) *Philos. Magaz.*. (2), t. XL. p. 297 ; 1895.
(2) *Chem. Zeitung*, t. IX, p. 1529.

WIEDEMANN'S ANNALEN;

T. LXI, n° 7; 1897.

F. KURLBAUM. — **Ueber eine bolometrische Versuchsanordnung für Strahlungen zwischen Körpern von sehr kleiner Temperaturdifferenz und eine Bestimmung der Absorption langer Wellen in Kohlensäure (Dispositif bolométrique pour l'étude du rayonnement entre deux corps de températures peu différentes. Une détermination de l'absorption des ondes de grande longueur d'onde dans l'acide carbonique). — P. 417-435.**

M. Kurlbaum s'est proposé de réaliser un dispositif permettant de mesurer le flux calorifique qui s'établit lorsqu'on met en présence deux corps dont les températures diffèrent très peu. Son appareil se compose de deux parties. La première comprend la *source de radiations*. C'est une lame très mince de platine noircie, identique à un bolomètre, qui forme une branche d'un pont de Wheatstone, parcouru par un courant variable. Les trois autres branches du pont sont formées de gros fils de manganine et on connaît exactement leur résistance qui reste invariable. La lame est shuntée par une boîte de résistance qui permet d'obtenir l'équilibre du pont. On peut alors calculer facilement la résistance, et, par suite, la température de la source.

La seconde partie comprend le bolomètre récepteur et forme un second pont de Wheatstone muni d'un galvanomètre très sensible. On observe les déviations 20 secondes après l'établissement du courant servant à échauffer la source de radiations : ce temps était suffisant pour que le régime permanent fût établi. On peut, en altérant par une dérivation la résistance d'un des côtés adjacents du pont, connaître en valeur absolue le changement de résistance du bolomètre.

Influence de la nature du gaz. — Le récepteur est placé à quelques centimètres au-dessous de la source, dans une enceinte métallique close où l'on peut faire le vide, ou bien introduire différents gaz. M. Kurlbaum a constaté qu'*un flux calorifique déterminé produit un accroissement de température de la lame réceptrice qui dépend du gaz ambiant.* La sensibilité d'un bolomètre dépend donc de ce gaz ; elle est beaucoup plus grande dans le vide que dans l'air, un peu plus grande dans l'acide carbonique que dans l'air. Cet effet est dû à la quantité de chaleur cédée au gaz et dissipée par conductibilité ou convection.

L'auteur a mesuré, dans ce dernier cas, le rapport des deux sensibilités en utilisant seulement la seconde partie de l'appareil. On a, en effet, un moyen de produire un apport de chaleur déterminé en faisant simplement changer l'intensité du courant qui circule dans la lame bolométrique. Le pont se trouve alors déréglé : on note le changement de résistance ainsi produit. On répète les mêmes expériences en remplaçant l'air par l'acide carbonique ; et on constate que le changement de résistance est plus grand. Le rapport des deux est environ 1,18.

Absorption. — M. Kurlbaum s'est alors servi de l'appareil tout entier pour évaluer l'absorption produite sur l'ensemble des radiations, par une couche d'acide carbonique de 55 millimètres, séparant le récepteur et la source de radiations, dont la température est supérieure d'environ 8°. Il mesure d'abord dans l'air, qui n'absorbe pas sensiblement de telles radiations, le changement de résistance du récepteur (1), puis il répète les mêmes opérations après avoir rempli l'appareil d'acide carbonique. Le changement observé pour l'acide carbonique est plus grand que pour l'air, mais en tenant compte de la nouvelle sensibilité du bolomètre, on trouve que le flux calorifique, a en réalité subi une diminution égale environ au dixième de sa valeur primitive.

M. Kurlbaum en conclut que telle doit être la valeur de l'absorption par la couche d'acide carbonique interposée. Cela suppose que les radiations émises ont bien la même intensité dans les deux gaz. L'auteur s'est bien arrangé de manière à ce que les températures de la source soient les mêmes dans les deux expériences; mais il n'en résulte pas, me semble-t-il, que les quantités de chaleur *rayonnées* par la source soient les mêmes : puisqu'une partie de la chaleur est cédée au gaz ambiant et y produit des courants de convection.

M. Kurlbaum a examiné d'autres objections que l'on peut élever contre sa méthode ; quelques causes d'erreur exigeront des recherches ultérieures ou des précautions qu'il indique. Il pense qu'on pourra, à l'aide de son dispositif légèrement modifié, utiliser toute la sensibilité du galvanomètre et mesurer des rayonnements pour une différence de température inférieure à 1°.

A. Cotton.

(1) Ou bien la quantité de chaleur elle-même reçue par le récepteur (par la comparaison avec un apport de chaleur produit par une modification du courant).

W. DUANE et W. STEWART. — Ueber die dämpfende Wirkung des magnetischen Felde sauf rotirenden Isolatoren (Sur l'action amortissante du champ magnétique sur la rotation des isolants). — P. 436.

L'un des auteurs(1) avait montré antérieurement que, sur un isolant qui tourne dans un champ magnétique autour d'un axe perpendiculaire aux lignes de force, s'exerce une force amortissante proportionnelle à la vitesse angulaire.

On le constatait par l'observation de l'amortissement des oscillations.

Les auteurs rectifient quelques résultats du mémoire précédemment cité, et démontrent ce point important que l'*amortissement observé provient de ce que les isolants employés contiennent des traces de fer*. — En purifiant le diélectrique étudié progressivement, on observe des amortissements de plus en plus faibles. En introduisant dans des isolants purs de petites quantités de fer, on observe la même loi de variation de l'amortissement avec le champ magnétique qu'on a constatée antérieurement.

L'amortissement des oscillations se constate encore avec beaucoup de netteté alors que l'analyse chimique ne décèle plus aucune trace de fer.

R. Swyngedauw.

ELSTER et GEITEL. — Ueber die Abhängigkeit des photoelectrischen Stromes vom Einfallswinkel und der Schwingungsrichtung des erregenden Lichtes und seine Beziehung zu der Absorption des Lichtes an der Kathode (Sur la dépendance du courant photoélectrique de l'angle d'incidence et de la direction des vibrations de la lumière excitatrice et sa relation avec l'absorption de la lumière à la cathode). — P. 446.

La cathode la plus convenable pour cette étude est formée par la surface libre de l'alliage liquide NaK dans une atmosphère d'hydrogène de 1 millimètre de pression, renfermé dans un ballon de verre sphérique.

Dans le circuit d'un galvanomètre sensible on place en série une

(1) W. Duane, *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 517.

batterie d'accumulateurs à haute tension et le ballon contenant l'alliage, ce dernier pris comme cathode. On prend un nombre d'accumulateurs suffisamment élevé pour que l'éclairement de la cathode provoque un courant qui est proportionnel à l'intensité lumineuse.

Ce courant dépend de la position du plan de polarisation de la lumière incidente suivant la formule

$$I = A \cos^2 \alpha + B \sin^2 \alpha,$$

où A et B sont des constantes, et α l'angle du plan de polarisation avec le plan d'incidence.

Pour étudier l'influence de l'angle d'incidence sur les coefficients A et B, la source lumineuse (fente éclairée par une lampe à incandescence) est portée par un levier mobile dans un plan vertical, autour d'un point de la cathode.

Suivant que $\alpha = 0$ ou $\frac{\pi}{2}$, l'intensité du courant photoélectrique I se réduit à A ou B. En prenant le plan de polarisation perpendiculaire aux vibrations, A décroît d'une façon continue quand l'angle d'incidence croît de 0 à 90° ; dans les mêmes conditions B commence par croître, atteint un maximum quand l'angle d'incidence atteint 60°, puis décroît et devient très petit pour l'incidence rasante.

La nature de la cathode influe sur la loi de variation du courant photoélectrique avec l'incidence.

En prenant pour cathode l'amalgame de césium ou de rubidium, l'allure générale du phénomène est la même que pour l'alliage NaK, mais le maximum de B a lieu pour l'incidence 75°.

Les auteurs émettent et contrôlent cette hypothèse que l'intensité du courant photoélectrique I est de la forme $I = Ka + K'a'$, a représentant la fraction de la force vive des vibrations parallèles à la cathode qui est absorbée par cette dernière, K une constante, a' et K' ayant des significations analogues pour les vibrations perpendiculaires.

Eu égard aux difficultés expérimentales, cette hypothèse coordonne les résultats expérimentaux d'une façon satisfaisante.

R. Swyngedauw.

P. DRUDE. — Eine methode zur Messung der Dielectricitätsconstanten und electrischen Absorption kleiner Substanzmengen vermittelst electrischer Drahtwellen (Une méthode de mesure des constantes diélectriques et de l'absorption électrique des corps sous une faible quantité au moyen d'ondes électriques dans les fils). — P. 466.

Le principe de la méthode est le suivant : si les extrémités des fils du système de Lecher communiquent avec un condensateur de capacité variable, la distance des extrémités au premier nœud varie également.

Le corps soumis à l'étude est placé dans un flacon de quelques centimètres cubes contenant un petit condensateur dont les armatures sont en communication avec les extrémités du secondaire.

Le problème est traité théoriquement dans le cas général où le diélectrique du condensateur est conducteur.

Les mesures des constantes diélectriques et de l'absorption de diverses substances, principalement des alcools, terminent le mémoire.

R. SWYNGEDAUW.

L. CELLIER. — Leitungsvermögen der Kohle für Wärme und Elektricität (Conductibilité du carbone pour la chaleur et l'électricité). — P. 511-527.

Désignons par K_w, la conductibilité d'un métal pour la chaleur;

— par K_e, sa conductibilité électrique;

— par C_i, le produit de sa chaleur spécifique par la masse de l'unité de volume (chaleur spécifique rapportée à l'unité de volume). On a :

$$\frac{K_w}{K_e} = a + bC_i \quad \text{avec} \left\{ \begin{array}{l} a = 5,28 \times 10^4 \\ b = 8,19 \times 10^4. \end{array} \right.$$

Cette formule a été donnée par Weber en 1880.

Est-elle applicable à un corps, comme le carbone, qui se rapproche des métaux par sa conductibilité, soit calorifique, soit électrique ? Le mémoire de M. L. Cellier a pour but de résoudre cette question.

Les tiges de carbone dont on étudie le coefficient de conductibilité calorifique ont, soit la forme cylindrique, soit la forme prismatique. Ces tiges sont d'abord portées dans leur ensemble à une même température : l'une de leurs bases étant maintenue à une tempéra-

ture constante, on laisse la tige se refroidir dans une enceinte d'air maintenue également à température constante.

L'auteur établit les équations différentielles qui permettent de déduire de l'expérience les valeurs de K_w : on mesure à l'aide d'un couple fer-constantan les températures des bases extrêmes.

Quant à la mesure de la conductibilité électrique, elle se fait par la méthode du pont de Wheatstone.

Les expériences ont conduit aux résultats suivants :

	Température	$C_1 = C \times$ densité	K_w	K_e	$\frac{K_w}{K_e}$
Graphite	6,84°	0,3055	0,701	$13,049 \times 10^{-9}$	$53,72 \times 10^{6}$
Charbon de cornue ...	9,04	0.2782	0,400	$185,36 \times 10^{-9}$	$2,158 \times 10^{6}$
Charbon de lampe à arc (de Paris)..........	7,83	0,2667	0,494	$267,88 \times 10^{-9}$	$1,844 \times 10^{6}$
Charbon de lampe à arc (Siemens et Halske).	9,04	0,2488	0,367	$146,32 \times 10^{-9}$	$2,509 \times 10^{6}$

La relation linéaire de Weber, vraie pour les métaux, ne l'est donc pas pour le carbone. Telle est la conclusion du mémoire.

L. MARCHIS.

ADOLF HEYDWEILLER. — Die Erstarrungscontraction für einige organische Verbindungen (Détermination, pour quelques composés organiques, de la diminution de volume se produisant au moment de la solidification). — P. 527-540.

La méthode employée est la méthode du *dilatomètre*. Elle comporte quelques précautions :

1° Les substances employées doivent être d'une très grande pureté ;

2° Il faut tenir compte des espaces vides qui peuvent se produire pendant le refroidissement de la substance, même bien privée d'air. Tant que la masse possède, au voisinage de son point de fusion, une plasticité suffisante, les vides se remplissent rapidement. Il n'en est plus de même aux températures basses. Dès lors ce n'est qu'en prenant la moyenne d'un grand nombre d'expériences qu'on pourra avoir des nombres convenables ;

3° Dans les expériences on mesure les volumes du corps surfondu (en abaissant les températures au-dessous du point de fusion), les volumes du corps solide et du liquide quand on élève la température. On a ainsi deux courbes, l'une des volumes du liquide (au-

dessous et au-dessus du point de fusion), l'autre des volumes du solide (au-dessous du point de fusion). La considération de ces deux courbes permet d'avoir la différence des volumes du solide et du liquide à la température de fusion.

Mais ici se présente une difficulté. La courbe des volumes du solide, d'abord formée d'une ligne droite, présente, du côté de l'axe des températures, une convexité d'autant plus prononcée qu'on s'approche plus du point de fusion. L'auteur attribua d'abord cet accroissement rapide du coefficient de dilatation du solide à l'influence d'impuretés; mais il fut conduit à rejeter cette hypothèse lorsqu'il rencontra un corps, l'acide stéarique, dont la pureté était certaine et dont la ligne représentative des volumes présentait une forte courbure, même à des températures éloignées du point de fusion.

De ces remarques il résulte que la variation de volume à la température de la solidification est une quantité qui est connue avec peu d'exactitude. On peut seulement dire qu'elle est comprise entre deux limites, qui s'obtiennent en prolongeant jusqu'à la température de fusion d'un côté la partie rectiligne, de l'autre la partie curviligne de la ligne représentative des volumes du solide. On obtient ainsi une valeur maximum et une valeur minimum de la variation de volume : ce sont les deux limites cherchées.

Les expériences ont porté sur le benzène, le phénol, le menthol, le thymol, l'acide stéarique, le naphtalène. Citons quelques nombres.

	Point de fusion	Variation de volume à θ	
	θ	Δv maximum	Δv minimum
Benzène...........	5° 35	0,1304	0,1219
Phénol............	40 80	0,0540	0,0461
Acide stéarique....	67 78	»	0,1387
Naphtaline...... ..	79 86	0,1454	0,1241

L. MARCHIS.

HEYDWEILLER. — Einige Bemerkungen über Funkenentladung (Quelques remarques sur la décharge par étincelle). — P. 541.

L'auteur a publié en 1891 plusieurs résultats insérés par W. Kaufmann en 1897 dans ces *Annales*. Il a remarqué, dans ses études antérieures sur la décharge, qu'un faible courant électrique précède parfois la décharge par étincelle, ce qui confirme les recherches de

M. Warburg[1]. Il soutient contre M. Jaumann que la méthode de mesure électrométrique des hauts potentiels explosifs par la charge lente donne des résultats précis.

R. SWYNGEDAUW.

W. KAUFMANN. — Die magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen und ihre Abhängigkeit vom Entladungspotential (La déviation magnétique des rayons cathodiques et ses relations avec le potentiel explosif). — P. 544.

Un tube à rayons cathodiques est placé dans le champ magnétique uniforme d'une bobine cylindrique de façon que la direction des rayons cathodiques soit perpendiculaire à l'axe de la bobine si celle-ci n'est parcourue par aucun courant.

Sous l'influence du champ magnétique, les rayons cathodiques se courbent; la déviation dépend, non seulement de l'intensité du champ, mais aussi d'un grand nombre de circonstances telles que: degré de vide du tube, nature du gaz, dimensions du tube, présence d'étincelles dans le circuit, etc. L'auteur démontre que toutes ces circonstances n'interviennent que par le changement qu'elles introduisent dans la différence de potentiel entre les électrodes; à une différence de potentiel donnée entre l'anode et la cathode correspond une déviation déterminée des rayons cathodiques, entièrement indépendante des circonstances précitées.

La déviation magnétique est inversement proportionnelle à la racine carrée de la différence de potentiel entre les électrodes.

En traitant le phénomène dans l'hypothèse de l'émission on arrive à cette dernière loi, mais cette théorie ne concorde pas entièrement avec les observations de l'auteur.

R. SWYNGEDAUW.

M.-E. MALTBY. — Methode zur Bestimmung der Periode electrischer Schwingungen (Méthode de détermination de la période d'oscillations électriques). — P. 553.

Les oscillations sont supposées sinusoïdales. On emploie le pont de Wheatstone convenablement agencé.

Les deux bras de proportion sont formés par les deux plateaux d'un électromètre (de Hankel, par exemple), les deux autres contiennent, l'un une capacité connue C, l'autre une résistance R connue et sans

---

(1) WARBURG, *Sitz. Ber. der Akad. der Wiss. zu Berlin*, t. X, p. 128; 1897.

self-induction, le pont sera l'équipage mobile de l'électromètre (feuille d'or de l'électroscope de Hankel). La pile est remplacée par la source à courants sinusoïdaux. Toutes les résistances autres que R sont supposées nulles ; toutes les branches du pont sont considérées sans self-induction.

Si l'électromètre reste au zéro, la période satisfait à la relation suivante : $T = \pi C R$.

Si C est évalué en unités électrostatiques, et R en unités électromagnétiques, on a $T = \frac{\pi CR}{v^2}$, v étant le rapport des unités électrostatique et électromagnétique.

Cette formule est vérifiée expérimentalement par une méthode qui laisse un peu à désirer. Une application intéressante est faite à la mesure de v. La source à courants sinusoïdaux est une bobine à l'intérieur de laquelle tourne un électroaimant. Le courant fourni est rigoureusement sinusoïdal. La méthode donne des résultats du même ordre de grandeur que les mesures récentes.

R. Swyngedauw.

F.-A. WEIHE. — Ueber die Hysteresiswärme bei Eisen in magnetischen Wechselfeldern (Sur la chaleur d'hystérésis du fer placé dans les champs magnétiques produits par des courants alternatifs). — P. 578-588.

Prenons un transformateur dans lequel se produit rapidement une variation périodique de la force magnétisante ; la chaleur dégagée dans le fil pendant le parcours d'un cycle est représentée par l'intégrale $-\int M dH$, étendue à l'aire du cycle, intégrale à laquelle Warburg a donné le nom de *chaleur d'hystérésis*. Mais la chaleur se compose ici, en général, de deux parties : d'une part, la chaleur d'hystérésis telle que nous venons de la définir ; d'autre part, la chaleur dégagée par les courants de Foucault. Si l'influence de ces derniers peut être considérée comme négligeable, cette méthode permettra d'avoir une autre expression de la chaleur d'hystérésis.

La question qui se pose alors est la suivante :

La valeur de la chaleur de l'hystérésis, mesurée au calorimètre, est-elle bien identique à la valeur qu'on déduit de la mesure de l'aire du cycle, le cycle étant tracé point par point par une méthode magnétostatique ?

Pour résoudre cette question, prenons un paquet de fils de fer : éliminons autant que possible l'échauffement par les courants de Foucault en isolant avec soin à la gomme-laque chacun des fils du paquet.

1° Détermination de la chaleur d'hystérésis par une méthode magnétostatique :

On place le paquet de fil dans une bobine magnétisante et, au moyen d'un magnétomètre, on détermine son moment magnétique pour des intensités variables de courant. Connaissant à chaque instant les valeurs de ces dernières, on en déduit facilement la force magnétisante correspondante. On construit la courbe donnant les différentes valeurs du moment magnétique M en fonction de la force magnétisante H. Cette courbe, si l'on fait varier le courant aimantant entre les valeurs positive et négative, qui donnent l'aimantation à saturation, sera une courbe fermée : on en mesurera l'aire.

2° Détermination de la chaleur d'hystérésis par la deuxième méthode :

Plaçons le paquet de fils de fer, ainsi que la bobine magnétisante, dans un calorimètre ; puis, pendant un certain temps, faisons passer des courants alternatifs, l'intensité maximum ayant la même valeur que l'intensité maximum du courant aimantant dans l'expérience précédente.

Pour faciliter la comparaison des cycles, l'auteur indique une méthode ingénieuse permettant de représenter graphiquement les variations de l'intensité d'un courant alternatif fourni par une machine de Siemens.

Le calorimètre employé est un calorimètre de Bunsen sous la forme particulière que lui ont donnée Schuller et Warther.

Les expériences ont porté sur du fil de fer et sur du fil d'acier : elles ont conduit aux résultats suivants :

	$\dfrac{\text{Chaleur observée (deuxième méthode)}}{\text{Chaleur d'hystérésis déterminée par la première méthode}}$
Fer	80 0/0
Acier (très dur)	75 0/0

Ces nombres sont en accord avec ceux trouvés en 1883 par Warburg et König, en 1889 par Tanakadaté.

L. Marchis.

J. BECKENKAMP. — Eine Beziehung zwischen dem electrischen, chemischen und geometrischen Verhalten der Krystalle (Sur un rapprochement entre les propriétés électriques, chimiques et géométriques des cristaux). — P. 597-603.

Il est généralement admis que l'aragonite $CaCO^3$ et la barytine $BaSO^4$ cristallisent sous des formes holoédriques du système orthorhombique. On sait que dans ce cas il y a trois plans de symétrie rectangulaires : les intersections de ces plans sont des axes de symétrie binaires ; enfin il y a un centre de symétrie.

Les propriétés pyroélectriques de ces deux minéraux ont été étudiées par Hankel et par l'auteur. Dans des figures annexées au mémoire, l'auteur a représenté par des flèches les directions joignant les plages électrisées négativement aux plages électrisées positivement.

L'aragonite ne fournit qu'un seul type; mais la barytine nous présente deux types, suivant que le cristal est allongé dans la direction de l'axe *b* (1[er] type) ou dans la direction de l'axe *a* (2[e] type).

A ce mode de distribution des propriétés électriques, l'auteur compare le mode de distribution des figures de corrosion. Les surfaces de l'aragonite sont traitées par l'acide chlorhydrique ; celles de la barytine sont traitées par CO^3K^2 ou par SO^4H^2. L'auteur a dessiné ce qu'il appelle les figures normales (les directions de corrosion satisfont aux lois générales des figures de corrosion) et les figures anormales. Si nous désignons les directions de corrosion sous le nom de *directions de plus facile solubilité*, nous parvenons aux proportions suivantes :

1° Les directions de plus facile solubilité de l'aragonite dans HCl, de la barytine dans SO^4H^2 sont opposées aux directions positives de pyroélectricité, que nous avons définies plus haut.

Les directions de plus facile solubilité de la barytine dans CO^3K^2 sont parallèles aux directions positives de pyroélectricité.

2° Les directions anomales de plus facile solubilité sont, pour l'aragonite et pour le second type de la barytine opposées aux directions positives de pyroélectricité.

Les directions anomales sont, pour le premier type de la barytine, parallèles aux directions positives de pyroélectricité.

L. MARCHIS.

P. DRUDE. — Bemerkungen über die Wirkungsweise des Lecherschen Drahtsystems (Remarques sur le mode d'action du système de fils de Lecher). — P. 631-637.

D'après Cohn et Heerwagen le système émet : 1° des oscillations très amorties provenant de la décharge de l'oscillateur seul ; 2° et des oscillations moins amorties provenant du système formé par l'excitateur, les plaques et les fils du secondaire, et le pont jeté sur ces derniers.

D'après l'auteur il suffit de considérer ce deuxième genre d'oscillations comme existant seul, surtout si le pont est court et si les fils de charge de l'excitateur touchent ce dernier aussi près que possible de l'étincelle.

Dans les recherches des nœuds avec le dispositif de Lecher, il faut laisser fixe le pont le plus rapproché de l'excitateur et déplacer un deuxième pont le long des fils vers les extrémités.

M. Drude formule quelques remarques et critiques sur le travail de M. Apt [1] analysé dans ce *Journal*.

Il croit, contrairement à notre opinion personnelle [2], que la résistance de l'étincelle diminue assez vite pour que le système ne fournisse expérimentalement que des oscillations de période unique.

R. Swyngedauw.

MEBIUS. — Eine Ableitung des electrischen Druckes (Un calcul de la pression électrostatique). — P. 638.

L'auteur démontre la formule qui donne la tension électrique $p = 2\pi\mu^2$, où p est la tension, et μ la densité superficielle, en appliquant le principe de la conservation de l'énergie au cycle d'opérations suivantes.

On communique à un corps conducteur une quantité d'électricité donnée, on élève sa température de dt, on le décharge, et on le ramène à la température initiale ; la chaleur spécifique du corps est considérée comme indépendante de l'électrisation.

R. Swyngedauw.

---

(1) *Wied. Ann.*, t. LXI, p. 293. — *J. de Phys.*, ce vol., p. 562.
(2) *Archives de Genève*, t. CXX, p. 476 ; 1897.

T. LXI, n° 8 ; 1897.

C. RUNGE et F. PASCHEN. — Ueber die Serienspectra der Elemente Sauerstoff, Schwefel und Selen (Sur les « spectres de séries » de l'Oxygène, du Soufre et du Sélénium). — P. 641-686.

Le spectre de l'oxygène, comme celui de beaucoup d'autres gaz, varie avec les conditions dans lesquelles s'effectue la décharge. Dans les circonstances où Plücker et Hittorf avaient vu seulement un spectre de bandes, Schuster a observé, outre le spectre de bandes, surtout visible dans le voisinage de la cathode, un autre spectre formé de raies. Ce spectre de raies, que Schuster avait appelé « compound line spectrum », disparaît lorsqu'on intercale dans le circuit un condensateur et une étincelle, pour faire place à un autre spectre de raies. C'est le « compound spectrum », moins connu que le précédent, que MM. Runge et Paschen ont étudié après d'autres physiciens, en particulier Piazzi Smyth.

Ils proposent de l'appeler « seriensspectrum », parce que leurs mesures, qui leur ont donné beaucoup de raies nouvelles, mettent bien en évidence la répartition des raies en un certain nombre de *séries*, analogues à celles qui ont été trouvées déjà dans les spectres de plusieurs éléments. Ainsi les principales raies, qui sont en réalité des triplets, forment une série principale (Hauptserie) accompagnée de deux séries (Nebenserien) qui se ressemblent beaucoup et où les raies sont plus nombreuses. Les formules données, par Rydberg, Kayser et Runge, représentent la répartition des raies dans ces séries, et les auteurs ont constaté une fois de plus les relations reliant les séries entre elles.

En comparant le tableau des raies du spectre solaire dressé par Rowland, à celui des raies de ce spectre de l'oxygène, MM. Runge et Paschen ont observé un certain nombre de coïncidences. Jewell, dans un travail récent [1], avait déjà attiré l'attention sur quelques-unes de ces raies. Il avait montré leur origine terrestre et les attribuait à la vapeur d'eau de l'atmosphère. MM. Runge et Paschen croient, d'après leurs mesures, qu'elles sont dues à l'oxygène de l'air.

Les auteurs ont étudié, à l'aide du même appareil, le soufre et le sélénium, en reliant à leur tube de Geissler un ballon plein d'acide

---

[1] *Astrophysical Journal*, 1897.

sulfurique ou sélénique à l'ébullition. Ils ont observé dans ces conditions, en présence d'oxygène en excès, pour chacun de ces éléments, un spectre de séries ressemblant beaucoup à celui de l'oxygène. Ces spectres de séries du soufre et du sélénium n'avaient pas été signalés jusqu'ici. Ici encore les auteurs calculent les constantes des formules représentant la distribution des raies de chaque série.

Il est intéressant de comparer, les uns aux autres, ces spectres pareils donnés par des éléments d'une même famille. Comme cela a déjà été observé pour d'autres familles de corps, ces spectres de série sont repoussés, du côté du rouge, à mesure que le poids atomique croît. MM. Runge et Paschen auraient voulu contrôler encore cette règle par l'étude du spectre du tellure ; mais ils n'ont pu obtenir ce corps en vapeur dans un tube de Geissler.

On trouvera dans le mémoire quelques détails intéressants sur la disposition du tube de Geissler, la préparation du gaz et l'installation des deux réseaux de Rowland, de dispersions différentes, qui leur servaient pour leurs mesures. Ils employaient soit la photographie, soit l'observation directe : dans ce dernier cas ils trouvent avantageux l'emploi d'un oculaire formé d'une lentille cylindrique.

A. COTTON.

J. KÖNIGSBERGER. — Ueber die Absorption von ultrarothen Strahlen in doppeltbrechenden Kyrstallen (Absorption de l'infrarouge dans les cristaux biréfringents). — P. 687-704.

Dans un travail récent[1] Merrit a montré que plusieurs cristaux (spath, tourmaline, quartz) sont dichroïques dans l'infrarouge. M. Königsberger s'est proposé de compléter et généraliser ce travail de Merrit.

La méthode employée est à peu près la même. Les plaques, taillées parfois sous diverses épaisseurs, orientées de diverses manières par rapport aux axes d'élasticité optique, pouvaient tourner sur un cercle gradué, de façon qu'on pût mesurer, pour la même radiation, l'absorption de vibrations parallèles à ces axes.

Les cristaux étudiés ont été : barytine (deux échantillons), célestine, gypse, spath, aragonite, cérusite, quartz (incolore, enfumé et améthyste), micas (muscovite et biotite), béryl.

---

(1) MERRIT, *Wied. Ann.*, LV, p. 49, 1895 ; — *Journal de Physique*, 3e série, t. V, p. 178 ; 1896.

Presque tous sont dichroïques dans l'infrarouge : le plus souvent, il est vrai, les courbes correspondant aux diverses vibrations se ressemblent et sont seulement légèrement écartées les unes des autres. Le spath et l'aragonite peuvent être cités comme exemples de cristaux où le dichroïsme est très net et où les courbes sont bien distinctes, avec des maxima dans des régions différentes.

Des cristaux isomorphes, ayant une constitution chimique semblable (barytine et célestine, aragonite et cérusite), ont des courbes d'absorption analogues. M. Königsberger remarque aussi une relation, à ce point de vue, entre les deux formes cristallines du carbonate de calcium.

Pour le gypse, on retrouve les maxima d'absorption de l'eau.

Pour le quartz, l'auteur constate, comme Merrit, une absorption plus forte du rayon ordinaire vers 3μ et au-delà de 4μ. La différence vers 3μ n'est pas la même pour les divers échantillons, elle est surtout nette pour l'améthyste et paraît due à une impureté.

A. Cotton.

E. WIEDEMANN et G.-C. SCHMIDT. — Ueber die electrolytische Leitung verdünnter Gase (Sur la conductibilité électrolytique des gaz raréfiés). — P. 737-747.

On sait depuis les expériences de Perrot, en 1858, que, lorsque la vapeur d'eau est traversée par des décharges électriques, de l'oxygène se condense à l'électrode positive, de l'hydrogène à l'électrode négative. Pour expliquer ce phénomène, qu'on a observé avec un grand nombre de corps gazeux, quelques physiciens ont admis que les gaz raréfiés conduisent l'électricité à la façon des électrolytes. Afin de décider si cette hypothèse est acceptable, les auteurs ont recherché si la conductibilité du gaz obéit à la loi de Faraday. Les gaz étudiés doivent être soumis à des actions électriques suffisamment faibles pour qu'ils ne subissent pas une décomposition instantanée, comme cela arriverait avec les décharges d'une bobine d'induction. MM. Wiedemann et Schmidt se sont servis d'une batterie d'accumulateurs de 1000 éléments de la forme décrite par Zehnder [1] et se sont assurés dans chaque cas que le spectre du gaz soumis au courant était celui du composé.

Expériences sur HCl *raréfié.* — Près de chacune des électrodes

[1] *Journal de Physique*, ce vol., p. 158.

du tube à décharges se trouve une petite masse de mercure qu'on chauffe à la température d'ébullition pour absorber le chlore dégagé par le courant. On a trouvé du chlore aux deux électrodes et l'analyse a montré, dans une expérience, en particulier, que la masse de chlore dégagé à l'anode représentait 31 0/0 seulement de la masse calculée d'après la loi de Faraday; la masse totale de chlore dégagée aux deux électrodes n'était elle-même que 53 0/0 de cette même masse théorique. Il faut d'ailleurs remarquer qu'une partie de ce chlore est mis en liberté par thermolyse, ainsi que l'indique le spectre qui révèle la présence de ce gaz.

Expériences sur des sels haloïdes de mercure. — L'absorption de l'élément halogène aux deux électrodes se fait ici par de petites spirales de fil d'argent dont l'augmentation de masse donne la masse d'halogène dégagée par le courant. Les résultats sont plus concluants encore que les précédents ; ici la thermolyse est à peine sensible et l'on n'a observé de spectre métallique que dans quelques cas seulement.

En opérant sur $HgCl^2$, $HgBr^2$, HgI^2, on a trouvé que la masse d'halogène dégagée par le courant est une fraction très faible (6 0/0 au maximum) de celle indiquée par la loi de Faraday.

Le phénomène n'est donc pas régi par la loi de Faraday et la conductibilité des gaz ne doit pas être traitée comme une conductibilité électrolytique.

Les auteurs appellent d'ailleurs l'attention sur quelques faits qu'il serait difficile d'expliquer dans l'hypothèse d'une électrolyse et, en particulier, sur les décharges à travers les vapeurs métalliques monoatomiques qui présentent les mêmes caractères qu'à travers les autres gaz raréfiés. H. Bagard.

U. BEHN. — Ueber die Vorgänge im Capillarelectrometer (Sur les phénomènes qui se passent dans l'électromètre capillaire). — P. 748-559.

Warburg a établi, d'une part, que le mercure se dissout dans un électrolyte aéré, et, d'autre part, que la tension superficielle de la surface mercure-électrolyte diminue quand l'électrolyte contient un sel de mercure (1). S'appuyant sur ces deux faits, il a expliqué de la manière suivante les phénomènes électrocapillaires (2) :

(1) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. IX, p. 104 ; 1890.
(2) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. X, p. 544 ; 1891.

Dans l'électromètre capillaire l'acide sulfurique étendu contient en solution un sel de mercure. L'hydrogène qui tend à se dégager à la cathode y réduit ce sel de mercure, de sorte que, la teneur en sel de mercure diminuant, la tension superficielle augmente. Le maximum de tension superficielle est atteint quand tout le sel de mercure a disparu au contact du ménisque. D'après cette théorie de Warburg, on voit que l'électromètre capillaire polarisé est assimilable à une pile de concentration ([1]).

Les expériences de l'auteur sont destinées à confirmer cette théorie.

1° Si l'on abandonne un ménisque de mercure en présence d'acide sulfurique étendu contenant un peu d'hydrogène sulfuré, il se couvre rapidement d'une couche épaisse de sulfure de mercure, tandis que, si on le maintient polarisé cathodiquement au maximum de la tension superficielle, il reste indéfiniment brillant;

2° En agitant pendant quelques jours du mercure au contact d'acide sulfurique étendu, on obtient une solution saturée de sel de mercure et même une certaine masse de sel cristallisé. Ce sel, entrant en solution, est un sulfate de sous-oxyde, Hg^2SO^4; la réaction qui lui donne naissance est :

$$Hg^2 + O + H^2SO^4 = Hg^2SO^4 + H^2O.$$

C'est évidemment ce sel qui entre en solution dans l'acide sulfurique étendu de l'électromètre capillaire, et il est probable qu'il sature ce liquide au voisinage immédiat du ménisque ;

3° La masse de mercure précipitée de ce sel à la cathode correspond-elle à la quantité d'électricité employée à produire la polarisation ou bien à une fraction seulement de cette quantité? Pour répondre à cette question, M. Behn soumet à l'électrolyse de l'acide sulfurique étendu (densité 1,05) saturé de Hg^2SO^4, avec des électrodes de mercure; la force électromotrice employée est inférieure à celle qui correspond au maximum de tension superficielle, et l'électrolyte est agité mécaniquement pendant toute la durée de l'expérience (8 à 14 heures).

On constate que le mercure se dissout à l'anode sous forme de Hg^2SO^4 et que la masse de mercure précipitée à la cathode représente, en moyenne, 94 0/0 de la masse correspondant à la quantité d'électricité mise en jeu.

([1]) Voir aussi à ce sujet l'analyse d'un travail de G. MEYER, *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 425; 1895.

4° L'auteur cite enfin des mesures de force électromotrice sur des éléments

$$+ \text{Hg} \mid H^2SO^4\text{(1)} \mid H^2SO^4 \text{ saturé de } Hg^2SO^4 \mid \text{Hg} -$$

dans lesquels les électrodes extrêmes de mercure sont tantôt au repos, tantôt sous forme de jets. Les résultats de ces mesures semblent aussi confirmer la théorie de Warburg.

H. BAGARD.

C. STUMPF et M. MEYER. — Schwingungszahlbestimmungen bei sehr hoen Tönen (Mesure de la hauteur de sons très aigus). — P. 760-779.

Les instruments donnant des sons très aigus ne sont pas seulement employés dans des recherches d'acoustique pure ; ils sont utilisés parfois par les spécialistes des maladies de l'ouïe. MM. Stumpf et Meyer se sont proposé de déterminer les nombres de vibrations caractérisant les sons donnés par ces instruments.

Ces nombres ne peuvent se calculer d'après les dimensions des appareils, car les hypothèses de la théorie ne sont plus valables et, d'autre part, les méthodes graphiques ou analogues (Melde, 1894) ont paru, aux auteurs, inapplicables ou d'un emploi trop pénible.

Aussi MM. Stumpf et Meyer se sont servis de l'observation à l'oreille des sons de différence, produits par la superposition d'un son déterminé et d'un son plus aigu, faisant par secondes quelques centaines de vibrations en plus. Ils s'étaient exercés longuement à comparer ces sons de différence aux sons de diapasons étalonnés. Partant alors d'un son suffisamment grave de hauteur bien déterminée, ils sont allés, de proche en proche, jusqu'à des sons très aigus, en ayant soin de prendre toujours les différences successives assez petites, pour éliminer une objection que Melde avait faite à cette méthode.

Ils ont étudié par cette méthode : 1° des sifflets de Galton perfectionnés, construits par Edelmann ; 2° une série de sifflets d'Appunn ; 3° une série de diapasons d'Appunn et quelques-uns de Kœnig.

Quand on emploie les sifflets, une série de précautions sont nécessaires parce que bien des circonstances viennent modifier la hauteur du son (position de l'embouchure, abaissement de température par

(1) Ce symbole H^2SO^4 représentant de l'acide étendu de densité 1,05.

détente, etc.). La cause d'erreur la plus grave est que la hauteur dépend du débit du gaz : il a fallu employer une machine à comprimer, un réservoir et un détendeur fournissant le gaz sous une pression constante ($1^{atm.},2$). Avec les sifflets de Galton les auteurs ont obtenu, sans lacune, des séries régulières de sons de hauteur croissante, dont le plus élevé a pu dépasser 13 000 vibrations. Ils donnent une formule reliant ce nombre de vibrations à la longueur. Des variations dans la pression du gaz peuvent faire changer ce nombre de plusieurs centaines.

Cette influence, qui est surtout nette pour les sons les plus aigus, a été trouvée bien plus considérable avec les sifflets construits par Appunn. Les auteurs trouvent d'ailleurs, comme Melde, que les nombres de vibrations, indiqués par le constructeur, sont beaucoup trop grands. L'ordre des numéros n'est pas celui des sons.

La série de diapasons d'Appunn, étudiée par comparaison avec les sifflets de Galton, donne lieu à la même remarque : il ne faut pas ajouter foi aux indications portées par les instruments. Au contraire, les diapasons de Kœnig ont fourni des résultats conformes aux données du constructeur.

Le sifflet de Galton est l'instrument qui paraît à MM. Stumpf et Meyer le meilleur pour l'obtention de sons très aigus. En réduisant la longueur à $1^{mm},5$ on entend encore un son suffisamment net, dont la hauteur est voisine de 20 000 vibrations. Il est difficile d'aller plus loin, car l'instrument ne résonne plus d'une façon continue et on n'est pas certain de la hauteur du son produit. Cette limite des sons que l'on peut obtenir avec l'appareil, tel qu'il a été employé, ne doit pas être considérée comme une limite supérieure des sons perceptibles : les auteurs font remarquer combien cette limite est difficile même à définir, puisqu'elle dépend par exemple de l'intensité.

A. Cotton.

J.-A. GROSHANS. — Ueber das Dampfvolumen (in Cubikcentimetern bei Siedetemperatur und beim gewönhlichen Druck), welches beim Verdampfen von einem cubikcentimeter einer Flüssigkeit beim Siedepunkt entwickelt wird (Sur le volume de la vapeur (exprimé en centimètres cubes à la température du point d'ébullition et sous la pression ordinaire) que produit par vaporisation un centimètre cube d'un liquide pris à sa température d'ébullition). — P. 780.

Désignons par T_{sd} la température absolue d'ébullition d'un liquide : par M_V le volume moléculaire, par D_V le volume de la vapeur fournie

par un centimètre cube de liquide à son point d'ébullition,

$$D_V = 81,78 \frac{T_{sd}}{M_V}.$$

L'auteur calcule le second membre pour un grand nombre de corps homologues.

En introduisant des facteurs convenables, il parvient à certaines lois, régissant des séries des corps homologues de la chimie organique. Ces lois paraissent d'ailleurs bien factices : elles ne correspondent à aucune propriété physique générale. Les calculs sont toutefois très ingénieux.

L. MARCHIS.

A. ABT. — Ueber das magnetische Verhalten des weichen Stahls bei andauerndem Stromschluss im Vergleich zu weichem Eisen (Sur les propriétés magnétiques développées dans l'acier doux à la fermeture d'un courant, comparées à celles du fer doux). — P. 794.

L'acier doux se comporte comme le fer doux vis-à-vis du magnétisme, du moins pour les courants continus ; le coefficient d'aimantation et le magnétisme rémanent sont sensiblement les mêmes ; il en résulte que les armatures d'électro-aimants en acier doux ont les mêmes propriétés magnétiques que les armatures de fer et sont plus solides que celles-ci.

R. SWINGEDAUW.

V. LANG. — Bestimmung der Capacität mit der Waag (Détermination de la capacité par la balance). — P. 800.

Cette méthode donne des résultats approchés à $\frac{1}{20}$ environ, elle est fondée sur les propriétés des courants alternatifs.

H. STARKE. — Ueber eine Methode zur Bestimmung der Dielectricitätsconstanten fester Korper, Nachtrag (Sur une méthode de détermination des constantes diélectriques des corps solides) (Supplément). — P. 804.

L'auteur applique « l'excitateur différentiel d'ondes électriques » de Nernst [1], qui a été décrit dans ce *Journal*, à sa méthode de mesure des constantes diélectriques [2].

(1) *Wied. Ann.*, t. LX, p. 600. *J. de Phys.*, 3e sér., ce vol., p. 397.
(2) *Wied. Ann.*, t. LX, p. 629. *J. de Phys*, 3e sér., t. V, p. 426; 1896.

VOLLER UND WALTER. — Nachtrag zur unseren Mittheilungen über Versuche mit Röntgenstrahlen (Supplément à nos communications sur les recherches avec les rayons X). — P. 806.

R. SWYNGEDAUW.

PHILOSOPHICAL MAGASINE ;

5ᵉ série, t. XLIV ; juillet 1897.

DAMPIER-WHETHAM. — The Ionizing Power of Solvents (Le pouvoir ionisant des solutions). — P. 1-9.

VLADIMIR-NOVAK. — Specific Electric Conductivities and Freezing-points of Water in Formic Acid (Conductibilités électriques et points de congélation de solutions d'eau dans l'acide formique). — P. 9-20.

Les sels dissous dans l'eau ont une conductibilité électrolytique plus grande que s'ils sont dissous dans d'autres liquides. On sait qu'en plongeant deux corps électrisés de noms contraires dans un milieu de grand pouvoir diélectrique, on réduit leur attraction : la propriété de l'eau ne tiendrait-elle pas à ce qu'ayant un grand pouvoir diélectrique, — plus élevé qu'aucun autre isolant, — elle réduit beaucoup l'attraction mutuelle des deux ions de la molécule saline qui y est plongée, et que, par suite, un plus grand nombre d'ions sont libres en solution aqueuse ?

Il y aurait intérêt, pour résoudre cette question, à étudier des solutions d'eau dans d'autres liquides ayant un pouvoir diélectrique supérieur au sien : malheureusement on n'en connaît pas ; du moins s'est-on proposé de voir comment se comportent des solutions de petites quantités d'eau dans trois acides : acétique, trichloracétique et formique. Les constantes diélectriques de ces corps sont respectivement 10,3, — un nombre certainement inférieur à 10, — et 62,0, la constante de l'eau étant 75,5. Les conductibilités de ces mélanges ont été mesurées par la méthode de Kohlrausch.

Les courbes représentant la conductibilité en fonction de la proportion d'eau pour 100 partent de 0 (pour l'acide pur) et aboutissent à 0 (pour l'eau pure) ; dans l'intervalle il y a un maximum obtenu pour une proportion variant de 70 0/0 d'eau à 35 0/0 d'eau, suivant l'acide employé. Le caractère des courbes varie d'un acide à

l'autre : pour les acides acétique et trichloracétique, la courbe est, à l'origine, tangente à l'axe de x (à l'axe des concentrations) ; elle monte très lentement d'abord, puis se relève, présente une inflexion et atteint le maximum, pour retomber en devenant asymptote à l'axe vertical pour des concentrations voisines de 100 0/0. La courbe à asymptote verticale est le type de la courbe représentant la conductibilité électrolytique en fonction de la concentration d'une solution aqueuse ; la branche descendante des courbes actuelles se rapporte en effet à la solution de l'acide dans l'eau. Mais la branche ascendante, relative à la solution de l'eau dans l'acide, a une forme toute différente, puisqu'elle présente une asymptote horizontale. Dans le cas de l'acide formique, spécialement étudié par M. Vladimir Novak, la branche descendante a la même forme, asymptote verticale, mais la branche ascendante part de l'origine dans une direction oblique aux axes et reste rigoureusement rectiligne jusqu'à une concentration de 40 0/0 d'eau. On doit rapprocher ce fait de la propriété qu'a l'acide formique d'avoir une constante diélectrique considérable, du même ordre de grandeur que celle de l'eau, très supérieure à celles des deux autres acides.

La considération de l'abaissement du point de congélation des mélanges d'eau et d'acide formique conduit à admettre que l'eau dissoute dans l'acide formique n'y est pas ionisée. Peut-être la conductibilité de ces solutions est-elle due à la distribution, dans la masse, mauvaise conductrice, d'une petite quantité de liquide conducteur constitué par de l'acide dissous dans l'eau qu'on a ajoutée.

B. B.

CRAIG HENDERSON et J. HENRY. — Experiments on the Motion of the Æther in an Electromagnetic Field (Expériences sur le mouvement de l'éther dans un champ électromagnétique). — P. 20.

Les auteurs se sont proposé, sur le conseil de MM. J.-J. Thomson, de chercher à mettre en évidence le mouvement de l'éther sous l'influence d'une onde électromagnétique. Si la décharge utilisée est oscillante, les actions alternativement dans les deux sens se détruisent mutuellement, mais on peut s'arranger de façon que l'amortissement soit assez rapide pour que la première oscillation simple soit seule à considérer.

Deux faisceaux lumineux, issus d'une même source, suivent en sens inverse le même chemin et forment des franges d'interférences ; l'ac-

tion électromagnétique est produite sur une partie du parcours dans un sens seulement : le mouvement de l'éther ayant ainsi un sens contraire par rapport aux deux faisceaux doit donner lieu à un déplacement des franges.

Les ondes électromagnétiques étaient produites par la décharge de condensateurs, une des étincelles étant justement la source lumineuse employée.

La précision des expériences était telle qu'une vitesse de l'éther de $11^{m},5$ eût été mise en évidence : les résultats ont été négatifs.

Ch. MAURAIN.

T.-A. GARRETT et WILLIAM LUCAS. — A Nickel Stress Telephone (Un téléphone fonctionnant par l'élasticité du nickel). — P. 26.

Quand on exerce une variation de traction sur un fil de nickel aimanté, son aimantation varie elle-même. Si on enroule une petite bobine autour du fil, des courants induits seront ainsi produits dans la bobine et pourront affecter un récepteur ordinaire. Les variations de traction sont ici produites au moyen d'un diaphragme métallique fixé au fil, et devant lequel on parle. Les auteurs ont pu ainsi transmettre la parole entre deux chambres différentes d'une même maison.

M. Ader [1] a déjà employé une disposition analogue, mais en utilisant un fil de fer; la substitution du nickel au fer augmente la sensibilité.

Ch. MAURAIN.

Lord RAYLEIGH. — On the Incidence of aerial and Electric Waves upon Small Obstacles in the form of Ellipsoids or Electric Cylinders, and on the Passage of Electric Waves through a circular Aperture in a Conducting Sereen (Sur l'incidence d'ondes aériennes et électriques sur de petits obstacles en forme d'ellipsoïdes et de cylindres électriques, et sur le passage d'ondes électriques à travers une ouverture circulaire dans un écran conducteur). — P. 28-52.

Mémoire de discussion purement théorique.

W. SUTHERLAND. — Thermal Transpiration and Radiometer Motion (Transpiration thermique et mouvement du radiomètre). — P. 52-55.

Réponse aux critiques de M. Osborne Reynolds.

---

(1) *C. R.*, t. LXXXVIII, p. 575; 1879.

P. ZEEMAN. — Doublets et Triplets in the Spectrum produced by External Magnetic Forces (Doublets et triplets produits dans le spectre par des forces magnétiques extérieures). — P. 55.

M. Zeeman examine les conséquences de la théorie de Lorentz exposée dans une note antérieure.

Lumière émise dans la direction des lignes de force. — Une raie spectrale infiniment étroite doit se dédoubler en deux raies émettant l'une de la lumière polarisée circulaire droite, l'autre de la lumière polarisée circulaire gauche.

Une raie spectrale de largeur finie donnera un semblable doublet si le champ magnétique est assez intense pour produire un changement de période égal à la moitié de la largeur de la raie primitive.

Si le champ magnétique n'est pas assez puissant pour produire cet effet, on observera simplement un élargissement de la raie, le milieu n'étant pas polarisé et les bords étant polarisés circulairement à droite et à gauche. C'est la première expérience de M. Zeeman.

Lumière émise normalement aux lignes de force. — Une raie spectrale infiniment étroite doit donner trois raies, la raie centrale émettant de la lumière polarisée rectiligne, horizontale par exemple, et les raies extrêmes de la lumière polarisée rectiligne verticale.

Une raie de largeur finie donnera un semblable triplet, si le champ magnétique est assez intense pour produire une variation de période égale à la *largeur totale* de la raie primitive. Sinon on aura des formes intermédiaires (raie élargie) dont on voit facilement la constitution et que M. Zeeman appelle triplet *a* et triplet *b*, suivant que la variation de période est supérieure ou inférieure à la moitié de la largeur de la raie primitive.

M. Zeeman a cherché à vérifier expérimentalement ces conséquences de la théorie de Lorentz.

Opérant comme dans ses premières expériences, il a pu observer avec la raie bleue du cadmium un doublet très net dans la direction des lignes de force, et le triplet *a* dans la direction perpendiculaire.

E. Perreau.

W.-A. PRICE. — Alternating Currents in Concentric Cables (Courants alternatifs dans les câbles concentriques). — P. 61.

L'auteur étudie théoriquement la propagation d'un courant alternatif dans un conducteur supposé indéfini, ayant une certaine résistance et une certaine capacité, mais sans self-induction sensible. Il applique ensuite les résultats obtenus au cas des câbles marins et cherche l'intensité et la vitesse de propagation des signaux transmis.

Ch. Maurain.

R. APPLEYARD. — The formation of Mercury films by an Electrical Process (Formation de pellicule de mercure par un procédé électrique). — P. 74.

Un diaphragme humide (gélatine, cuir ou carton d'amiante mouillé d'eau distillée) est interposé entre deux masses de mercure. Lors du passage d'un courant électrique, il se forme, sur la face en relation avec le pôle positif, une pellicule adhérente. Si on renverse le sens du courant cette pellicule disparaît, et il s'en forme une sur l'autre face.

L'auteur rapproche ce fait d'autres faits observés antérieurement par lui [1], et signale l'application possible de ce procédé à l'obtention de grandes surfaces mercurielles, extraction de l'or, etc...

M. Dufour.

J. ROSE-INNES. — On the isothermals of Isopentane (Sur les isothermes de l'isopentane). — P. 76.

L'isopentane étant un carbure saturé, il y a lieu de croire que sa compression ne provoque pas la formation de molécules complexes. Il est donc intéressant de voir si les diverses formules proposées dans la théorie des gaz s'accordent avec les résultats des expériences de M. Sidney Young. La formule de Young et Ramsay :

$$(1) \qquad p = bT - a,$$

[1] *Journal de Phys.*, ce vol., p. 462.

où a et b sont fonctions de v, est acceptable ; mais on doit rejeter certaines des formules proposées pour exprimer a et b en fonction de v. En effet, pour la température :

$$\tau = \frac{av}{bv - R}, \quad (2)$$

il est aisé de voir que l'expression de p se réduit à :

$$p = \frac{R\tau}{v};$$

c'est-à-dire que le gaz suit la loi de Mariotte seulement à la température τ.

Les fonctions a et b doivent donc être telles qu'elles rendent l'expression (2) indépendante de v. M. Rose-Innes propose des expressions pour a et b :

$$a = \frac{l}{v(v+k)};$$

$$b = \frac{R}{v}\left[1 + \frac{e}{v + k - \frac{g}{v^2}}\right].$$

pour des volumes v supérieurs à 3,4. Il en déduit les constantes critiques et trouve pour ces quantités des valeurs en accord avec celles qu'a trouvées par expérience M. Sidney Young.

Si on écrit l'équation de l'isotherme de la température τ_0 donnée par $\tau_0 = \frac{l}{Re}$, on a une formule qui montre que l'écart à la loi de Mariotte est, pour cette température, proportionnel à la cinquième puissance de la densité. On n'a pu opérer, pour l'isopentane, à cette température τ_0, trop élevée ; pour l'azote, l'énoncé précédent semble d'accord avec les résultats de M. Amagat.

M. Dufour.

F.-L.-O. WADSWORTH. — On the Conditions which determine the Ultimate Optical Efficiency of Methods for Observing Small Rotations and on a simple Method of Doubling the Accuracy of the Mirror and Scale Method (Conditions qui déterminent la précision optique maximum des méthodes employées pour l'observation de petites rotations. Méthode simple pour doubler l'exactitude de la méthode du miroir et de l'échelle). — P. 83.

Les déviations angulaires se mesurent habituellement soit en observant avec un microscope une aiguille fixée au système mobile,

soit en observant à l'œil ou avec un oculaire l'image d'un index qu'un miroir fixé au système projette sur une échelle graduée. Dans tous les cas, les images de l'index et du repère sont deux images de diffraction identiques à celle d'une fente au foyer d'une lunette, si le diamètre apparent de l'index vu de l'objectif ou du miroir est égal à celui du réticule vu de l'oculaire. Ces conditions sont les mêmes que si on regarde dans un instrument d'optique deux lignes parallèles et de même largeur, sauf qu'ici l'une d'elles est mobile.

1° Si le repère et l'index sont primitivement superposés, le mouvement sera apprécié dès que leur distance correspondra à la séparation d'une ligne double. Pour des lignes infiniment étroites, le plus petit angle appréciable est donc $\Sigma = \frac{\lambda}{b} = \alpha$, pouvoir séparateur. C'est l'expression donnée par lord Rayleigh, pour des lignes de largeur finie σ:

$$\Sigma = \sigma + \frac{\alpha^2}{2\sigma + \alpha} \text{ (1)},$$

expression qui montre que Σ peut être plus petit pour de faibles valeurs de σ que pour $\sigma = 0$ $\left(\text{min de } \Sigma = 0{,}9\,\alpha \text{ pour } \sigma = \frac{\alpha}{5}\right)$. Ainsi une faible largeur du repère et de l'index, outre qu'elle les rend plus visibles, augmente la sensibilité de la méthode.

2° Index et repère identiques, mais non superposés.

Le plus petite déviation appréciable dépend alors de la distance initiale du centre de l'image de l'index au réticule, de la largeur de cette image et du réticule, et, plus que dans le premier cas, de l'habileté de l'observateur.

En employant, comme on le fait d'habitude pour augmenter la précision du pointé, un réticule à deux fils parallèles (microscope), ou en projetant sur l'échelle l'image de deux index (miroir), le déplacement appréciable Δ varie de $\frac{1}{10}$ à $\frac{2}{50}$ de la distance δ des deux fils du réticule ou des images des deux index, et de telle façon que δ ne doit être ni trop petit ni trop grand. Comme on ne connaît pas la loi de variation de Δ avec δ, il faut avoir recours à l'expérience pour déterminer dans chaque cas la précision du pointé.

---

(1) *Journal de Phys.*, ce vol., p. 458. — *Phil. Mag.*, mai 1897.

1° $\delta = 0$; on a vu que $\Sigma = 0{,}9\alpha$.

2° $\delta = 2\omega$, $\omega =$ largeur de chaque image $= 2\alpha$:

$$\Sigma = 0{,}8\alpha.$$

$\delta > 5\omega$ $(\omega = 2\alpha)$, $\Sigma = \frac{1}{2}$ à $\frac{1}{5}$ de α, pouvoir séparateur.

Avec une distance plus grande, l'exactitude ne pourrait être que faiblement accrue.

Naturellement l'exactitude est d'autant plus grande que les images de diffraction sont plus étroites, la disposition de M. Boys (images noires sur fond brillant) est donc préférable à la disposition inverse. On obtient alors une précision de $\frac{1}{5}$ à $\frac{1}{8}$ du pouvoir séparateur.

3° Le réticule et l'index sont, l'un brillant, l'autre obscur. Ici la précision du pointé augmente à mesure que l'image de diffusion s'élargit, pourvu toutefois qu'elle soit assez brillante pour être vue nettement. Michelson indique qu'on peut arriver ainsi à une précision égale à 50 fois le pouvoir séparateur; mais pratiquement, comme en agrandissant l'image de diffraction on diminue le pouvoir séparateur de la lunette, la précision est la même que dans les cas précédents, soit $\frac{1}{5}$ de la puissance du microscope, ou $\frac{1}{10}$ à $\frac{1}{15}$ du pouvoir séparateur du miroir.

Le microscope et le miroir donnent donc la même précision si la longueur de l'aiguille est égale à 2 ou 3 fois le diamètre du miroir; lord Raylegh avait donné une autre conclusion :

Longueur de l'aiguille égale au diamètre du miroir.

Le réfractomètre interférentiel de M. Michelson peut aussi servir à mesurer les petites déviations. Si on pouvait supprimer tout trouble accidentel des franges, la précision de la méthode serait très grande (Michelson indique 20 à 50 fois celle des autres), mais pratiquement, pour un système librement suspendu, le plus petit angle appréciable est :

$$\theta = \frac{1}{40}\frac{\lambda}{b'},$$

$b' =$ distance des centres des deux miroirs.

Avec un miroir ordinaire on a vu que $\theta = \frac{1}{15}\frac{\lambda}{b}$.

Si donc $b = b'$, le réfractomètre est trois fois plus sensible que le miroir; mais, si on fait intervenir les moments d'inertie, il résulte de calculs simples que cet avantage disparaît.

Dans l'emploi du miroir unique on doit avoir soin de choisir un miroir bien plan à surface optique bien travaillée, et il est préférable d'observer par la méthode subjective. Un moyen simple d'augmenter la précision consiste à associer deux miroirs, de manière que le rayon lumineux subisse deux réflexions successives. La rotation du rayon réfléchi est alors 4θ. Comme on ne diminue ainsi l'ouverture du miroir au maximum que d'un quart, la précision est donc 1 fois et demie plus grande.

Cette disposition serait particulièrement avantageuse pour les instruments photographiques enregistreurs.

E. Perreau.

J. CARRUTHERS BEATTIE. — On the Electrification of Air by Uranium and its Compounds, with a note by Lord Kelvin (Sur l'électrisation de l'air par l'uranium et ses composés, avec une note de Lord Kelvin. — P. 102).

L'état électrique de l'air est étudié au moyen du filtre électrique de Lord Kelvin : l'air est aspiré à travers un tube d'étain rempli de brindilles de laiton et relié à un électromètre.

Le morceau d'uranium est isolé à l'intérieur d'un cylindre métallique ; il est relié à l'une des extrémités d'une pile dont l'autre pôle communique avec le cylindre et avec la cage de l'électromètre. Dans tous les cas, l'air contenu dans le cylindre a une électrisation de même signe que celle de l'uranium, cette électrisation atteignant une limite pour une certaine valeur (de 10 à 20 volts) du potentiel de l'uranium.

Les sels d'uranium (acétate et nitrate), déposés sur un métal tel que le platine, donnent lieu au même phénomène, mais avec une intensité plus faible.

Dans une note, Lord Kelvin montre comment les différents résultats numériques obtenus s'expliquent par ce fait que, les dimensions du morceau d'uranium étant petites par rapport à celles du cylindre, le gradient est beaucoup plus considérable près de la surface de l'uranium qu'à une certaine distance de cette surface.

Ch. Maurain.

MICHELSON. — Radiation in a magnetic Field (Rayonnement dans un champ magnétique). — P. 109.

A l'aide du réfractomètre interférentiel, M. Michelson a étudié la composition de la lumière émise par des corps incandescents placés dans un champ magnétique (expér. de Zeemann). L'examen des courbes de visibilité des franges conduit aux conclusions suivantes quand les faisceaux lumineux sont perpendiculaires à la direction du champ magnétique. *Carbonate de soude dans la flamme d'un chalumeau ou vapeur de sodium dans un tube vide.* Chaque raie est dédoublée en deux composantes d'égale intensité, dont la distance est sensiblement proportionnelle au champ magnétique ; la largeur qui reste sensiblement constante pour des champs inférieurs à 2 000 C. G. S. augmente pour des champs plus intenses.

Les résultats sont analogues pour la raie rouge du calcium, les raies verte et bleue du cadmium, la raie verte du mercure. Pour l'hydrogène dans un tube vide, le lithium et le thallium dans la flamme du chalumeau, les raies primitivement doubles sont faiblement élargies et leur distance faiblement accrue. Si les faisceaux lumineux sont parallèles au champ magnétique, on observe, pour le sodium, la séparation de chaque raie en deux composantes, mais aucun élargissement. L'élargissement ne se produit donc que si le faisceau lumineux est perpendiculaire au champ. « Ce fait peut probablement s'expliquer « par un accroissement de vitesse de l'atome radiant dans cette « direction. Ceci arrivera si l'atome est électrisé et en mouvement, « car alors une vitesse perpendiculaire s'ajoutera à la vitesse primi- « tive pour donner une vitesse résultante plus grande. L'effet de cet « accroissement produira un déplacement de la raie spectrale corres- « pondante proportionnel à la composante de la vitesse dans la direc- « tion de vision par suite de l'effet Doppler. Comme l'accroissement « de vitesse se produit seulement dans le plan équatorial, l'élargis- « sement sera surtout visible dans ce plan [1]. »

Suivant Zeemann, le seul effet du champ magnétique serait d'élargir les raies spectrales. Sa théorie ne rend pas compte du dédoublement observé dans presque tous les cas.

E. Perreau.

---

[1] Dans presque tous les cas le champ magnétique a produit un accroissement visible d'éclat.

W. WATSON. — An instrument for the Comparison of Thermometers (Instrument pour la comparaison des thermomètres). — P. 116.

L'instrument destiné à faciliter la comparaison de thermomètres de dimensions très différentes est d'une construction facile : les deux thermomètres sont placés dans un tube de verre, et les réservoirs plongent dans du mercure. Dans l'intervalle compris entre ce tube et un second tube plus large, on fait bouillir sous une pression arbitrairement choisie un liquide tel que le sulfure de carbone (20° à 46°), l'alcool éthylique (46° à 79°) et le chlorobenzène (79° à 120°) (on ne peut employer l'eau qui se condense en gouttelettes à la surface du verre et rend les lectures difficiles). L'ébullition est produite à l'aide d'un fil de platine traversé par un courant électrique.

Cet instrument a permis d'obtenir une température constante à 0°,01 près pendant trois ou quatre heures. Il faut environ une demi-heure pour que l'équilibre correspondant à une pression déterminée soit établi.

M. Dufour.

J.-S. AMES et W.-J. HUMPHEYS. — Note on the Effect of Pressure upon the Series in the Spectrum of an Element (Note sur l'influence de la pression sur les groupes de raies du spectre d'un élément). — P. 119.

Les spectres de quelques éléments contiennent des groupes de raies dont la distribution est donnée par une loi mathématique analogue à celle relative à l'hydrogène. Kayser et Runge ont classé ces groupes en principaux de premier ordre, de deuxième ordre.

MM. Ames et Humpheys, en photographiant le spectre de l'arc de divers éléments sous pression, ont pu mesurer le déplacement des raies produit par les variations de pression.

La variation $\Delta\lambda$ de longueur d'onde d'une raie λ d'un groupe serait donnée par

$$\Delta\lambda = \beta\lambda\,(p - p_0),$$

où β serait une constante différente pour les différents groupes d'un élément (sensiblement le β du groupe principal serait la moitié du β du groupe de premier ordre, et le $\frac{1}{4}$ du β du groupe de deuxième ordre).

Le β d'un groupe serait différent pour les divers éléments, mais varierait pour des corps analogues sensiblement comme la racine cubique du poids atomique.

PERREAU.

BYRON BRIGGS BRACKETT. — The Effects of Tension and Quality of the Metal upon the Changes in Length produced in Iron Wires by Magnetization (Influence de la tension et de l'état du métal sur les variations de longueur produites dans le fer par l'aimantation). — P. 122.

Les fils employés avaient 2 mètres de long et $1^{m},25$ de diamètre; les variations de longueur étaient amplifiées au moyen d'un levier à miroir.

1° *Fil de piano ordinaire.* — La variation de longueur ne se manifeste nettement qu'à partir du moment où l'aimantation croît elle-même rapidement par rapport au champ; on observe alors un allongement qui passe par un maximum pour une valeur du champ voisine de la saturation, puis une diminution de longueur, bientôt à peu près proportionnelle au champ, et se poursuivant jusqu'à la limite des expériences (300^{cg}). Les courbes obtenues pour différentes tensions diffèrent peu.

2° *Le même fil recuit.* — L'allure de la courbe est la même, le maximum de la longueur étant plus élevé ; la contraction est plus rapide que dans le cas précédent, l'inclinaison de la droite représentative étant environ 50 0/0 plus grande. Un accroissement de tension diminue l'allongement et accroît la contraction.

3° *Fer doux recuit.* — La marche du phénomène est la même, les changements de longueur étant seulement beaucoup plus grands, résultat déjà indiqué par Joule.

Ch. MAURAIN.

Août 1897.

T.-H. BLAKESLEY. — A new Definition of Focal Length, and an Instrument for determining it (Nouvelle définition de la distance focale principale d'un système optique centré : instrument servant à la déterminer). — P. 137.

Sur l'axe principal d'un système optique centré (*fig.* 1) portons de part et d'autre du premier foyer principal o des longueurs égales à la distance focale principale f et désignons le point distant de o de la

longueur kf par le nombre k affecté du signe + ou du signe —, suivant que l'objet placé en ce point donne une image droite ou renversée.

5 4 3 2 1 0 -1 -2 -3 -4

-3 -2 -1 0 1 2 3 4 5 6

Fig. 1.

De même, à partir du deuxième foyer principal o' marquons des points distants de f et désignons-les par le nombre k affecté du signe + ou du signe —, suivant que l'image qui se forme en ce point est droite ou renversée.

M. Blakesley remarque que l'ensemble de ces deux axes caractérise un système optique centré qui sera par suite connu, si on peut déterminer la distance focale principale f et un point de chacun des deux axes.

Soient ϖ et ϖ' les abscisses d'un objet et de son image, et désignons par m le rapport $\frac{I}{O}$ affecté du signe + ou du signe —, suivant que l'image est droite ou renversée; on voit facilement que:

$$f = m\varpi = \frac{\varpi'}{m}.$$

Il en résulte une méthode de détermination de f; si on connaît en effet les grossissements m et n pour deux dispositions de l'image d'un objet, on aura :

$$f = \frac{\varpi'}{m} = \frac{\varpi'_1}{n} = \frac{\varpi' - \varpi'_1}{m - n} = \frac{l}{m - n},$$

l étant le déplacement de l'image.

De plus, la position de l'objet et de son image donne un point de chacun des deux axes indiqués.

L'appareil indiqué par M. Blakesley se compose d'un banc d'optique sur lequel peuvent se déplacer un support portant le système à étudier, et, de part et d'autre, deux supports auxquels sont fixées deux échelles graduées identiques (photographies d'une même échelle graduée).

L'emploi de l'appareil est visible pour un système convergent. On peut laisser le système optique fixe, et déterminer pour deux posi-

tions de l'image les valeurs du grossissement : on a la formule $f = \frac{l}{m - n}$, — ou bien laisser les supports extrêmes fixes et déterminer les deux positions du système optique pour lesquelles l'une des échelles donne une image dans le plan de l'autre. Ici $n = \frac{1}{m}$, et on a :

$$f = \frac{l}{m - \frac{1}{m}} = \frac{lm}{m^2 - 1}.$$

Pour un système divergent, on l'associera à un système convergent conçu de manière que l'ensemble soit convergent. Une méthode simple consiste à mettre le système auxiliaire dans les deux positions, où il a le même couple de points conjugués. Soient m et $\frac{1}{m}$ les deux grossissements dans ces deux positions du système auxiliaire et M et N les grossissements de l'ensemble, on a :

$$\frac{M}{m} = Nm = K, \text{ grossissement du système à étudier,}$$

d'où

$$K^2 = MN, \text{ et par suite } f.$$

E. PERREAU.

A. GRAY. — Note on M. Blakesleys paper a new Definition of Focal Length, etc. (Sur la note de M. Blakesley relative à une nouvelle définition de la distance focale principale d'un système optique centre). — P. 144.

M. Gray appelle l'attention sur l'importance de la notion de distance apparente d'un objet vu à travers un système de lentilles, et signale que la méthode de M. Blakesley a été indiquée par Abbe et l'appareil décrit par S. Czapski (*Handbuch der Physik*).

E. PERREAU.

Edwin H. BARTON. — Attenuation of Electric Waves along Wires and their Reflection at the Oscillator (Sur l'affaiblissement des ondes électriques le long de fils conducteurs et leur réflexion à l'oscillateur). — P. 145.

Les deux fils servant à la propagation des ondes fournies par un oscillateur de Hertz étaient réunis à leur extrémité, soit par un pont formé de traits au crayon tracés sur un disque de verre dépoli et

absorbant complètement les ondes, soit par un pont sans résistance appréciable n'affaiblissant pas les ondes. Un électromètre installé entre les fils donne dans les deux cas des indications respectivement égales à δ_1 et δ_2.

On a $k\delta_1 = ie^{-2l_1\sigma}$, i désignant l'énergie initiale du train d'ondes, l_1 la distance de l'électromètre à l'oscillateur, et $e^{-\sigma x}$ représentant le coefficient d'affaiblissement pour une longueur de x centimètres.

De même

$$k\delta_2 = ie^{-2l_1\sigma}\left[1 + \rho^2 e^{-4(l_1+l_2)\sigma} + \ldots\right](1 + e^{-4l_2\sigma}),$$

ou

$$k\delta_2 = ie^{-2l_1\sigma}\frac{1 + e^{-4l_2\sigma}}{1 - \rho^2 e^{-4(l_1+l_2)\sigma}};$$

l_2 désignant la distance de l'électromètre au pont, ρ le rapport des amplitudes de l'onde réfléchie à l'oscillateur et de l'onde directe.

On en tire :

$$\frac{\delta_2}{\delta_1} = \frac{1 + e^{-4l_2\sigma}}{1 - \rho^2 e^{-4(l_1+l_2)\sigma}} = 2.$$

Pour différentes positions de l'électromètre, on peut trouver diverses valeurs de r. L'élimination de ρ entre deux équations ainsi obtenues conduit à une équation de la forme $A_1 e^{-\alpha_1\sigma} + A_2 e^{-\alpha_2\sigma} + \ldots = 0$, que M. Barton résout par une interpolation graphique.

Pour éliminer les erreurs dues à des irrégularités inévitables dans le fonctionnement de l'oscillateur, M. Barton faisait un grand nombre de lectures alternées, et, dans les expériences faites avec le pont sans résistance, il éliminait l'erreur due à l'interférence possible entre la queue du train d'ondes direct et la tête du train d'ondes réfléchi, en donnant successivement au pont deux positions distantes d'un quart de longueur d'onde et en prenant des moyennes. Les valeurs trouvées étaient voisines de $\sigma = 0{,}000013$ et $\rho = 0{,}69$. Avec cette valeur de σ, l'énergie des ondes est réduite de moitié après un parcours d'environ 250 mètres de ligne.

M. Barton a rapproché ces nombres de résultats obtenus antérieurement par lui et les a comparés aux conclusions auxquelles conduit la théorie de M. Heaviside pour la réflexion des ondes longues. Voulant pousser plus avant cette comparaison, il a été amené à remplacer le pont absorbant par un système de condensateurs ne différant de l'oscillateur que par la suppression de l'intervalle explo-

sif et de la bobine d'induction. En raisonnant d'une manière analogue à celle indiquée au début de la note, et en prenant pour σ et ρ les valeurs précédemment trouvées, M. Barton a obtenu pour le coefficient de réflexion relatif aux condensateurs le nombre $\rho' = 0{,}82$, notablement différent de la valeur 1, à laquelle conduit la théorie de M. Heaviside. M. DUFOUR.

C.-S. WHITEHEAD. — The Effect of a Spherical conducting Shell on the Induction at a Point in the Dielectric outside due to an Alternating Current in a Circular circuit in the Dielectric inside, the Axis of the Conductor passing throug the Centre of the Shell (Effet d'une enveloppe sphérique conductrice sur l'induction électrique en un point extérieur d'un diélectrique due à un courant alternatif passant dans un circuit circulaire à l'intérieur du diélectrique, l'axe du conducteur passant par le centre de l'enveloppe). — P. 154.

Dans ce mémoire l'auteur étudie théoriquement comment varie en un point l'induction magnétiqne due à un circuit parcouru par un courant alternatif, quand on interpose entre le circuit et le point considéré une masse conductrice. Il se place dans les cas particuliers qui correspondent au problème de la transmission par induction à travers un corps mauvais conducteur, comme l'eau de mer.

Il arrive à cette conclusion que l'induction magnétique maximum en un point est, dans les cas envisagés, proportionnelle à l^{-kx}, x étant l'épaisseur du conducteur interposé, et k l'expression :

$$k = \sqrt{8\pi^2\mu c N},$$

dans laquelle μ représente la perméabilité de ce conducteur, c sa conductivité, et N la fréquence du courant alternatif. Exemple numérique :

$$\mu = 1, \qquad c = 5.10^{-9}, \qquad N = 300, \qquad x = 2.000 \text{ centimètres.}$$

On pourra consulter au sujet de ce problème et de questions analogues l'ouvrage de M. J.-J. Thomson : *Recent Researches in Electricity and Magnetism ;* Oxford, 1893. Ch. MAURAIN.

WAIDNER et MALLORY. — A Comparison of Rowland's Mercury Thermometers with a Griffiths Platinum Thermometer (Comparaison des thermomètres à mercure de Rowland au thermomètre à platine de Griffiths). — P. 165.

Cette étude a été faite à la manière ordinaire. Elle avait pour but de voir si les écarts signalés entre les différentes déterminations de

l'équivalent mécanique de la chaleur tenaient à l'emploi d'échelles thermométriques différentes. La conclusion est que la différence des températures des deux échelles (échelle du thermomètre à air de Rowland et échelle du thermomètre à azote du Bureau internatiotional) entre 14 et 25° n'excède pas quelques millièmes de degré et ne peut par suite être la cause des écarts signalés.

E. PERREAU.

W.-S. DAY. — A Recalculation of Rowland's Value of the Mechanical Equivalent of Heat, in terms of the Paris Hydrogen-Thermometer : (Nouveau calcul de la valeur de l'équivalent mécanique de la chaleur donnée par les expériences de Rowland en fonction du thermomètre à hydrogène de Paris). — P. 169.

Les thermomètres à mercure de Rowland sont comparés à la manière ordinaire à trois thermomètres Tonnelot soigneusement étudiés au Bureau international des Poids et Mesures ; des nécessités expérimentales ayant obligé de placer les thermomètres horizontalement, une correction de pression était faite aux lectures des thermomètres que Rowland a employés dans la position verticale.

La valeur corrigée de E est à 14°,5, identique à l'ancienne et égale à 4.190×10^4 C. G. S., à 10° inférieure de $\frac{1}{1.700}$ et à 25° supérieure de $\frac{1}{1.000}$ aux anciennes.

Les valeurs de E données par Griffiths sont, à chaque température, un peu supérieures à celles de Rowland ; mais, comme la loi de variation résultant de la variation de la chaleur spécifique de l'eau avec la température est la même, on doit conclure que cet écart constant ne tient pas à une détermination inexacte de la température, mais à quelque erreur dans la détermination des étalons de résistance ou de force électromotrice.

E. PERREAU.

MYERS et BRAUN. — On the Decomposition of Silver Salts by Pressure (Décomposition de sels d'argent par la compression). — P. 172.

1° Un sel halogène d'argent comprimé se décompose ;

2° Deux lames d'argent et de platine plongées dans du brome liquide donnent un couple voltaïque d'une force électromotrice $= 0,95$ volt.

MM. Myers et Braun ont déterminé la force électromotrice développée quand on comprime du bromure d'argent entre deux électrodes d'argent et de platine. La pression variait entre 3 000 et 5 000 atmosphères ; la force électromotrice croissait avec le temps, passait par un maximum égal à 0,07 Daniell au bout de 40 minutes, et décroissait ensuite.

Un mélange de AzO^3Ag et de KBr donnait le même résultat. De plus, on remarquait que le bromure d'argent ainsi comprimé devenait transparent, même sous des épaisseurs de 3 à 4 millimètres, et que la résistance électrique croissait considérablement.

E. Perreau.

J.-P. KUENEN. — Experiments on the Condensation and Critical Phenomena of some Substances and Mixtures (Liquéfaction et phénomènes critiques de quelques substances et mélanges). — P. 174.

M. Kuenen a étudié la liquéfaction et les phénomènes critiques des mélanges suivants : éthane + acétylène, éthane + anhydride carbonique, anhydride carbonique + acétylène.

L'éthane est obtenu par l'électrolyse de l'acétate de sodium ; l'anhydride carbonique en faisant tomber goutte à goutte une solution de bicarbonate de sodium dans de l'acide sulfurique ; l'acétylène par l'action de l'eau sur le carbure de calcium. Dans chaque cas les précautions ordinaires étaient prises pour obtenir un gaz pur et sec ; la liquéfaction suivie d'une ébullition est d'ordinaire le meilleur procédé de purification ; M. Kuenen signale qu'il est resté impuissant pour l'éthane.

La compressibilité de chacun de ces gaz et des divers mélanges est étudiée au moyen de l'appareil Cailletet-Ducretet.

Des courants d'eau maintiennent les températures du manomètre à air et du tube à gaz constantes On échauffait l'eau à volonté au moyen d'une bobine traversée par un courant électrique.

Pour une substance pure, la pression pendant toute la durée de la liquéfaction est constante, et la courbe $p = f(t)$, qui représente sa variation avec la température, est une courbe à une branche se terminant au point critique c.

Pour un mélange il n'en est plus de même : pour chaque température on a une pression p_e (volume v_e) au début de la liquéfaction, et une pression p_b (volume v_b) à la fin, de sorte que la courbe $p = f(t)$

n'existe plus et qu'on est amené à considérer les deux courbes $p_c = \varphi_1(t)$, $p_b = \varphi_2(t)$, qui se réunissent au point critique P pour former une courbe en forme de bride.

M. Kuenen a déterminé ces courbes pour divers mélanges des substances indiquées.

On peut représenter les résultats :

1° Avec les coordonnées p et t ; on a pour les deux substances pures les courbes $p = f_1(t)$, $p = f_2(t)$ se terminant aux points critiques C_1 et C_2, et les courbes en forme de bride relatives à chaque mélange ; on considère aussi la courbe lieu des sommets P.

2° Avec les coordonnées p et v, on a alors pour chaque mélange un réseau d'isothermes. On voit facilement que les brides du diagramme précédent sont représentées ici par les courbes qui séparent la région des états homogènes de la région de coexistence des états liquide et gazeux ; que, pour un mélange, le point analogue au point critique n'est pas le sommet M de cette courbe, mais un point C à droite ; ce point C est d'ailleurs le point critique hypothétique, car M. Kuenen trouve que c'est en P que le mélange montre réellement les phénomènes critiques.

Des applications de la théorie des mélanges de Van der Waals montrent que la courbe lieu des points P est tangente en B à la bride relative au mélange de pression maximum et est tangente en A au point où sa tangente est verticale à la bride relative au mélange de température critique minimum. Ensuite M. Kuenen suppose que l'équation de Van der Waals :

$$\left(p + \frac{a_x}{v^2}\right)(v - b_x) = \mathrm{RT}$$

s'applique aux mélanges : a_x et b_x dépendant de la composition du mélange :

$$a_x = a_1(1-x)^2 + 2a_{12}x(1-x) + a_2x^2,$$
$$b_x = b_1(1-x)^2 + 2b_{12}x(1-x) + b_2x^2,$$

d'après Lorentz.

La détermination expérimentale de la pression et de la température critiques d'un mélange permet de déterminer a_{12} et b_{12}, qu'on trouve être des quantités de même ordre que a et b.

Connaissant a_{12} et b_{12}, on peut calculer pour d'autres mélanges des deux mêmes substances les constantes critiques, par exemple la

température, déterminer le mélange de pression maximum ou de température critique minimum : on trouve que les résultats de calcul sont sensiblement d'accord avec les déterminations expérimentales.

E. PERREAU.

LORD RAYLEIGH. — On the propagation of Electric Wares along Cylindrical Conductors of any section (Propagation d'ondes électriques le long de conducteurs cylindriques de section quelconque). — P. 199.

Mémoire purement théorique. Nous signalerons l'expression de la self-induction L par unité de longueur dans un système de fils de Lecher (deux fils cylindriques de rayons a_1 et a_2, distants de b).

On se rappellera que

$$\text{énergie électrique} = \frac{(\text{charge})^2}{2 \times \text{capacité}},$$

$$\text{énergie magnétique} = \frac{1}{2}\ \text{self-induction} \times (\text{courant})^2.$$

On arrive pour L à l'expression :

$$L = -2 \log \frac{b^2 - a_1^2 - a_2^2 - \sqrt{(b^2 - a_1^2 - a_2^2)^2 - 4a_1^2a_2^2}}{2a_1a_2}.$$

Si $a_1 = a_2 = a$, et si a est petit par rapport à b,

$$L = 4\left(\log \frac{b}{a} - \frac{a^2}{b^2}\right).$$

E. PERREAU.

MARTINI. — Heat produced by Moistening Pulverized Bodies (Production de chaleur obtenue en humectant des poudres). — P. 205.

Voir p. 448 de ce volume.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique;

7e série, t. XI; août 1897.

H. Bouasse. — *Sur la torsion des fils fins*, p. 433.

J. Perrin. — *Rayons cathodiques et Rayons de Röntgen*, p. 496.

T. XII; septembre 1897.

Salvador Bloch. — *Recherches expérimentales sur l'absorption métallique de la lumière et des phénomènes optiques qui s'y rattachent*, p. 74.

Neyreneuf. — *Sur l'action du transport du fond d'un tuyau sonore*, p. 140.

Octobre 1897.

Brillouin. — *Vents et nuages* (résumé), p. 145.

Salvador Bloch. — *Recherches expérimentales sur l'absorption métallique de la lumière et des phénomènes optiques qui s'y rattachent* (suite et fin), p. 193.

Philosophical Magazine;

5e série, t. XLIV; août 1897 (Voir l'analyse ci-dessus).

Septembre 1897.

D.-K. Morris. — *Sur les propriétés magnétiques du fer et la résistance électrique du fer considérées comme fonctions de la température*, p. 213.

Dr P. Zeeman. — *Doublets et triplets dans le spectre produits par des forces magnétiques extérieures*, p. 255.

J. Trowbridge. — *Décharge oscillatoire d'un grand accumulateur*, p. 259.

J.-A. Fleming. — *Méthode pour déterminer l'hystérésis magnétique perdue dans des bandes de fer droites*, p. 262.

Lord Rayleigh. — *Méthode optique pour intensifier les peintures photographiques*, p. 282.

J. Trowbridge. — *Décharges électriques dans l'air*, p. 285.

G.-A. Hemsalech. — *Sur quelques lignes nouvelles dans le spectre d'étincelles de l'aluminium*, p. 289.

Octobre 1897.

J.-J. Thomson. — *Rayons cathodiques*, p. 293.

J.-H. Vincent. — *Construction de modèles et de diagrammes pour expliquer la propagation de la lumière dans les biaxes*, p. 317.

G.-F.-C. Searle. — *Mouvement continu d'un ellipsoïde électrisé*, p. 329.

D.-B. Brace. — *Observations sur la lumière propagée dans un diélectrique, normalement aux lignes de force*, p. 342.

H.-G. Klaassen. — *Changement de phase par la réflexion à la surface de milieux très absorbants*, p. 349.

Lord Rayleigh. — *Propagation d'ondes le long de systèmes de corps semblables, à connexions*, p. 356.

SUR L'OBSERVATION ET L'INTERPRÉTATION CINÉMATIQUE DES PHÉNOMÈNES DÉCOUVERTS PAR M. LE Dr ZEEMAN ;

Par M. A. CORNU.

Les phénomènes découverts par M. le Dr Zeeman, relatifs à l'action d'un champ magnétique sur les radiations émises par diverses sources lumineuses, ont donné lieu à quelques confusions qui me paraissent résulter de l'imperfection optique des modes d'observation. Les dispositifs suivants donnent une grande netteté à ces phénomènes et ne laissent aucun doute sur les conclusions définitives énoncées par l'auteur de la découverte (1).

La source lumineuse est la flamme d'un chalumeau oxhydrique léchant un fragment d'amiante imbibé de chlorure de sodium fondu, ou bien l'étincelle d'induction jaillissant entre deux électrodes métalliques ; elle est placée entre les deux pôles d'un électro-aimant produisant un champ magnétique intense.

Une fente verticale placée près de la source lumineuse, ou dans le plan d'une image focale de cette source, dirige le faisceau sur un réseau concave Rowland de 10 pieds de foyer, qui résout en raies brillantes le spectre de la source. Ce sont les raies spontanément renversables qui paraissent surtout déceler le phénomène.

Premier dispositif. — L'observation de l'une de ces raies se fait dans le plan focal d'un oculaire où l'on fixe une aiguille d'acier normalement aux raies spectrales. En arrière de l'oculaire est placé un prisme biréfringent de Wollaston (2) qui dédouble l'image de l'aiguille ; le diamètre de cette aiguille, d'ailleurs légèrement conique, est choisi de manière que les deux images aient un bord commun. On obtient ainsi deux plages contiguës polarisées, l'une parallèlement, l'autre perpendiculairement aux raies spectrales.

1° *Le faisceau est observé normalement aux lignes de force magnétiques.*

Les deux pôles de l'électro-aimant (bobines de Faraday, modèle

(1) Dr P. ZEEMAN, *Doublets and triplets in the spectrum produced by External Magnetic Forces* (*Philos. Magazine*, for july 1897, p. 55 ; for september 1897, p. 255). — *Journ. de Phys.*, 3e série, VI, 143, 655.

(2) Un rhomboïde de spath pourrait, à la rigueur, remplacer le prisme de Wollaston : mais il y aurait quelques précautions à prendre pour éviter l'effet de *parallaxe* provenant de l'inégalité de distance des plans de vision des deux images.

ordinaire de Ruhmkorff), terminés par deux cônes arrondis, peuvent être rapprochés à 8 millimètres ou 10 millimètres, et l'on observe dans un plan perpendiculaire à la droite horizontale qui les joint.

On règle le prisme biréfringent de manière que les raies spectrales n'éprouvent aucune discontinuité sur la ligne de séparation des deux plages lorsque le champ magnétique est nul.

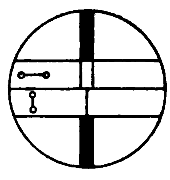


Fig. 1.

Dès qu'on excite l'électro-aimant, on voit la raie s'élargir ; mais dans les deux plages polarisées l'aspect de la raie est modifié (*fig.* 1).

Dans la plage polarisée parallèlement aux lignes de force (ligne des pôles) la raie est dédoublée, c'est-à-dire présente une ligne sombre en son milieu ; dans l'autre elle est, au contraire, amincie et se trouve exactement sur le prolongement de la ligne sombre précitée ([1]).

L'inversion du pôle magnétique ne change en rien l'aspect du phénomène.

On en conclut que chaque raie simple primitive, non polarisée, est transformée en un triplet dont les composantes extérieures sont complètement polarisées parallèlement aux lignes de force et dont la composante intérieure est complètement polarisée dans un plan perpendiculaire. Le champ magnétique produit donc deux altérations de la période primitive, respectivement égales et de signe contraire, pour constituer les deux vibrations normales aux lignes de force, sans modifier celle de la vibration parallèle à ces lignes.

2° *Le faisceau est observé parallèlement aux lignes de force.*

L'une des armatures polaires est percée, suivant la ligne des pôles, pour livrer passage à la lumière suivant la direction des lignes de force.

Pour faire l'observation, on introduit entre l'oculaire et le prisme

([1]) Lorsqu'on opère avec la lumière de la soude, chaque raie D_1, D_2 peut être plus ou moins *renversée*, c'est-à-dire plus ou moins dédoublée ; il en résulte une complication apparente, mais qui ne change pas le caractère essentiel du phénomène.

biréfringent une lame de mica quart-d'onde dont les sections principales sont à 45° de celles du prisme. Dès que le champ magnétique est excité, on voit sur les deux plages la raie s'amincir et se briser sur la ligne de séparation (*fig.* 2).

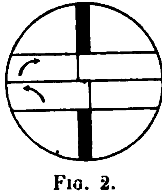


Fig. 2.

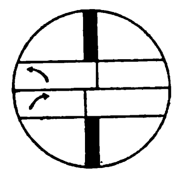


Fig. 3.

Si l'on tourne la lame quart-d'onde d'un angle droit, la brisure se fait en sens inverse (*fig.* 3).

L'inversion des pôles intervertit le sens de la brisure. On reconnaît en outre que le milieu des deux raies ainsi produites occupe sensiblement la position de la raie primitive : les deux altérations de la période sont donc égales et de signe contraire.

On rend le phénomène encore plus visible en fixant côte à côte, sur une même glace, deux lames quart-d'onde à sections homologues rectangulaires ; un petit mouvement alternatif de translation imprimé à ces lames donne alternativement les deux apparences précitées. Un rythme convenable accroît encore la sensibilité de la méthode ; car, lorsque l'œil fixe la raie de l'une des plages, le déplacement relatif de la raie correspondante de l'autre plage se trouve *physiologiquement* doublé.

Ces apparences prouvent que l'action du champ magnétique dédouble chaque radiation en deux faisceaux polarisés circulairement de sens inverse, le renversement des pôles renversant le sens de la rotation des vibrations circulaires.

En déterminant le sens de la rotation de chacun de ces faisceaux ([1]), on parvient à résumer l'ensemble des résultats dans l'énoncé très simple que nous donnons plus loin.

Second dispositif. — Au lieu d'un long prisme biréfringent de

---

([1]) Cette détermination correcte n'est pas aussi facile qu'on pourrait le supposer ; on risque de commettre des erreurs dont M. le Dr Zeeman lui-même a connu le danger (*loc. cit.*, p. 58). Dans une prochaine note je me propose d'indiquer diverses méthodes optiques qui permettent d'effectuer pratiquement et de vérifier ce genre de détermination.

Wollaston (nécessaire pour obtenir deux plages suffisamment larges) on peut utiliser un simple prisme de Nicol ; le double champ s'obtient alors avec des lames de mica convenablement choisies et orientées.

1° *Faisceau observé normalement aux lignes de force.*

Dans le plan de l'oculaire on place deux lames *demi-onde*, réglées sur la réfrangibilité de la raie brillante employée ([1]).

La lame supérieure a ses sections principales parallèles ou perpendiculaires à la direction des raies spectrales, la lame inférieure à ± 45° de ces raies. Si la section principale du prisme de Nicol est parallèle ou perpendiculaire à cette direction, on obtient la même apparence (*fig.* 1) qu'avec le premier dispositif, parce que la seconde lame demi-onde fait tourner d'un angle droit les plans de polarisation des faisceaux qu'elle transmet.

2° *Faisceau observé parallèlement aux lignes de force.*

Dans le plan focal de l'oculaire on place deux lames *quart-d'onde :* la lame supérieure a ses sections principales à + 45°, l'inférieure à — 45° de la direction des raies ; le prisme de Nicol étant réglé comme précédemment, on obtient la même apparence (*fig.* 2) qu'avec le premier dispositif.

Si l'on veut produire le balancement rythmé, on dispose un second système en ordre inverse qu'on fixe à côté du premier dans l'ordre figuré comme il suit :

+ 45°	— 45°
— 45°	+ 45°

La translation alternative de ce système à droite et à gauche produit l'inversion et la duplication apparente si favorable à l'observation du phénomène.

Interprétation cinématique des phénomènes. — L'ensemble des phénomènes peut se résumer en un énoncé conforme aux règles de Fresnel et d'Ampère.

Voici d'abord les règles auxquelles il est fait allusion :

([1]) Le réglage correct de la biréfringence des lames de mica exige aussi des soins particuliers qui seront l'objet de quelques développements dans l'Appendice annoncé.

1° Un faisceau de lumière ordinaire est la superposition de deux faisceaux indépendants égaux en intensité et polarisés à angle droit (Fresnel);

2° Un faisceau polarisé rectilignement est la superposition de deux faisceaux égaux en intensité et polarisés circulairement en sens inverse (Fresnel);

3° Une ligne de force magnétique équivaut à l'axe d'un solénoïde dont le pôle austral est à la gauche du courant (Ampère).

L'action du champ magnétique sur l'émission d'une radiation tend à décomposer les composantes rectilignes vibratoires susceptibles de se propager par ondes suivant des vibrations circulaires parallèles aux courants du solénoïde.

Les vibrations qui tournent dans le sens du courant du solénoïde sont accélérées, celles qui tournent en sens inverse sont retardées.

On reconnaît immédiatement le doublet observé dans le sens des lignes de force.

Dans le sens perpendiculaire à ces lignes cet énoncé montre que la composante parallèle aux lignes de force (onde polarisée perpendiculairement à cette direction) est inaltérée: c'est la raie médiane du triplet; les deux raies extérieures polarisées à angle droit de celle-ci sont plus difficiles à reconnaître. Cependant on aperçoit géométriquement leur existence. En effet, c'est ce qui subsiste des deux vibrations circulaires, l'une accélérée, l'autre retardée, en lesquelles le champ magnétique dédoublait la composante normale aux lignes de force; il y a extinction ou compensation mutuelle des deux composantes longitudinales qui ne peuvent pas se propager (les deux ondes polarisées rectilignement sont produites par les vibrations circulaires de sens inverse, vues de *tranche*).

Cette interprétation purement cinématique, quoique un peu superficielle, montre que le phénomène découvert par M. le Dr Zeeman peut être expliqué par des considérations tout à fait indépendantes des idées électrochimiques de M. le professeur Lorentz, qui en sont l'origine, et se rapproche beaucoup des théories tourbillonnaires récemment remises en honneur.

Elle montre, en outre, la différence essentielle qui existe entre ce phénomène et celui du pouvoir rotatoire magnétique découvert par Faraday.

L'action du champ magnétique sur les sources où les ondes sont pour ainsi dire à l'*état naissant* s'exerce sur la *période vibratoire*,

tandis que, dans l'expérience de Faraday, elle s'exerce sur la *vitesse de propagation* d'ondes lumineuses ayant déjà acquis leur régime permanent.

Je me suis assuré, avec les mêmes dispositifs, que la rotation magnétique du plan de polarisation n'est accompagnée d'aucune variation sensible de la période vibratoire de la lumière monochromatique employée, tandis que j'ai démontré autrefois (1) que la vitesse de propagation des deux ondes circulaires est modifiée : l'une est accélérée, l'autre est retardée de quantités sensiblement égales dans le sens correspondant à la règle d'Ampère.

SUR LE MÉCANISME DE LA POLARISATION ROTATOIRE MAGNÉTIQUE ;

Par André BROCA.

Dans l'étude qu'il vient de faire du phénomène de M. Zeeman, M. Cornu (2), après avoir établi les meilleures conditions de l'expérience, insiste sur ce point que sa production nécessite la présence, dans le champ magnétique, de la source lumineuse elle-même. Des essais faits pour voir si un résultat du même ordre n'aurait pas lieu quand le rayon polarisé traverse seulement le champ magnétique lui ont donné un résultat négatif. Ces essais ont été faits avec la liqueur de Thoulet.

Le même résultat négatif avait été obtenu, il y a vingt ans, par Tait (3). Ces tentatives devaient être essayées d'après les idées de Maxwell sur la polarisation rotatoire magnétique. D'après celles-ci, le champ magnétique est dû à un mouvement tourbillonnaire autour des lignes de force du milieu qui transmet les actions magnétiques (4). Ce seul fait permet d'expliquer l'addition des rotations pour un même rayon parcourant le champ d'abord dans un sens, puis dans l'autre, quel que soit le mode d'action du champ sur le rayon ; ceci

---

(1) *Comptes Rendus*, t. XCII, p. 1365. — Les phénomènes découverts par M. le Dr Zeeman permettent d'étendre aux variations des périodes la loi conjecturale énoncée (*loc. cit.*, p. 1370) pour les variations des vitesses des deux ondes circulaires provenant du dédoublement d'une onde à vibration rectiligne.

(2) *Journal de Physique*, ce volume, p. 673.

(3) *Sur une influence possible du magnétisme sur l'absorption de la lumière* (*Proc. Roy. Soc. of Edinburgh*, session 1875-1876, p. 118).

(4) Maxwell, *Électricité et Magnétisme*, t. II, p. 514. (Traduction française.)

résulte de simples considérations de symétrie. Il restait à savoir si la réaction du champ sur le rayon circulaire était de nature purement élastique, c'est-à-dire sans modification de la quantité d'énergie transmise, ou s'il y avait une modification de la quantité d'énergie lumineuse sous l'action du champ. Dans le premier cas la vitesse de propagation seule sera modifiée. M. Cornu [1] a montré qu'il y a effectivement une modification de la vitesse de la propagation. Il faut savoir si le second effet ne se produit pas.

Ce second effet peut se produire de deux façons : ou bien par une variation du rayon du cercle de trajectoire d'une molécule d'éther, ou bien par un retard ou une avance de la molécule restant sur sa même trajectoire. C'est de ce second effet que dépendrait le changement de période. J'ai cherché à montrer avec précision qu'il n'existe pas.

J'ai opéré d'abord avec la liqueur de Thoulet. La lumière employée était celle du soleil. La lumière était polarisée circulairement avant de pénétrer dans le champ magnétique. L'électro-aimant était celui de Faraday, le courant était de 20 ampères, la cuve avait 1 centimètre cube d'épaisseur. La rotation était alors de 6 à 7 degrés. L'appareil de dispersion était un réseau de Rowland de 3 mètres de rayon, 12 centimètres d'ouverture, $1^{\mu},73$ d'écartement de traits. Le pointé se faisait avec un oculaire micrométrique, on pouvait apprécier un déplacement de $\frac{1}{200}$ environ de la distance des deux raies D.

Dans ces conditions je n'ai rien observé. Il est aisé de voir qu'il devait en être ainsi. En admettant que toute la rotation soit due à la modification de force vive qui change la période, on voit que, 1 centimètre cube de liqueur de Thoulet donnant dans le champ employé environ 6 degrés de rotation, ceci correspond à un retard de $\frac{1}{60}$ de période pour tout le parcours du rayon dans le champ magnétique, qui exige 30.000 périodes environ. Donc la période serait modifiée dans ce parcours de 5.10^{-7} environ de sa valeur. Je ne pouvais apprécier une aussi faible variation.

J'ai alors utilisé la propriété suivante du réseau : la formule de déviation est, en appelant α, α' les angles d'incidence et de diffraction, λ la longueur d'onde, e l'écartement des traits, m un nombre

---

[1] *Comptes rendus*, t. XCII, p. 1368.

entier,

$$\sin\alpha + \sin\alpha' = \frac{m\lambda}{e},$$

d'où, pour α constant,

$$\frac{d\alpha'}{d\lambda} = \frac{m}{e\cos\alpha'}.$$

Donc, pour $\alpha' = 90$ degrés, la diffraction étant rasante, la dispersion est infinie. J'ai opéré avec le sixième spectre et la région *b* du spectre solaire, qu'on peut amener à la diffraction rasante pour ce spectre. Un premier spectre peu étalé tombait sur la fente du réseau, permettant d'isoler le sixième spectre des précédents et suivants. La distance de la fente au réseau était réglée de manière que les lignes fussent à l'infini, et l'observation faite au moyen d'une lunette astronomique. Dans ces conditions aucun déplacement n'a pu être observé. Les images étaient moins bonnes et surtout plus difficiles à obtenir que dans le spectre normal, mais la dispersion était très considérable, car déjà sur le cinquième spectre les deux raies D amenées à la diffraction presque rasante ne pouvaient être ensemble dans le champ de la lunette.

J'ai ensuite pensé que, pour être sûr de l'absence complète du phénomène, il fallait s'adresser à un corps ayant un pouvoir rotatoire spécifique d'un autre ordre que la liqueur de Thoulet. C'est le cas du fer transparent, comme l'a montré Kundt. J'ai donc préparé des dépôts électrolytiques de fer transparent sur verre platiné, au moyen d'un bain d'oxalate double ferroso-potassique, aimablement préparé pour moi par M. A. Chassevant. Quelques précautions sont nécessaires relativement à la densité du courant et à la concentration. La rotation que j'ai pu obtenir avec ces lames a été, pour les points encore bien transparents, d'environ 30'. L'épaisseur, évaluée d'après les données de l'électrolyse, est de l'ordre de $0^{\mu},01$. Nous aurions donc, dans l'hypothèse d'une altération de période, un retard de $\frac{1}{720}$ de circonférence en $\frac{1}{30}$ de longueur d'onde, soit $\frac{1}{24}$ de période. La longueur d'onde, 0,589, devrait devenir 0,615 et 0,565 suivant le sens du courant.

La lumière étant très diminuée par l'absorption du fer, j'ai dû renoncer à la diffraction rasante et prendre les raies D. Le pointé se faisait moins bien, seulement à $\frac{1}{50}$ près de leur distance : la longueur

d'onde se déterminait donc encore à $\frac{1}{50000}$ près de sa valeur. L'observation ne donnant rien, cela prouve que, s'il y a un retard ou une avance du mouvement vibratoire, ce phénomène produit au plus $\frac{1}{4000}$ de la rotation, car la variation produite par l'inversion du sens du courant serait de $\frac{1}{12}$.

Les expériences de M. Cotton (1) et de M. Righi avaient déjà montré qu'il n'y avait pas d'absorption lumineuse ni d'augmentation d'intensité dans le champ magnétique, sauf peut-être dans le cas du fer. Mes expériences permettent d'affirmer que, même dans ce cas, s'il y a absorption de lumière, elle se produit sans changement de période (2).

SUR UNE INTERPRÉTATION APPLICABLE AU PHÉNOMÈNE DE FARADAY ET AU PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN (3);

Par H. BECQUEREL.

La belle découverte que le Dr Zeeman a publiée à la fin de l'année dernière, et que notre éminent confrère, M. Cornu, nous a récemment exposée en nous montrant les perfectionnements et la précision qu'il a apportés à ces expériences, a rappelé l'attention des physiciens sur le phénomène de la polarisation rotatoire magnétique, découvert par Faraday. Les expériences de M. Cornu et de M. Broca ont confirmé la différence essentielle qui existe entre les deux phénomènes. L'effet découvert par le Dr Zeeman consiste en un changement dans la période d'une source lumineuse placée dans un champ magnétique, tandis que pareille modification n'a pu être observée dans le phénomène de Faraday.

(1) Cotton, *Éclairage électrique*, t. VIII, p. 162 et 199.

(2) Le succès de l'application des équations de Lagrange aux phénomènes d'induction semble prouver que l'énergie du champ magnétique est de l'espèce cinétique. Cette énergie modifie les propriétés purement élastiques du champ pour les rayons circulaires et ne modifie que celles-là. Il semble donc que le champ magnétique prouve expérimentalement la possibilité de l'idée de Lord Kelvin : L'élasticité peut être due à un mode de mouvement. [Lord Kelvin, *Conférences et allocutions* (Traduction française, p. 93).]

(3) Extrait des *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, t. CXXV, p. 679.

J'ai reconnu autrefois [1], ainsi que M. Righi et M. Cornu, que la polarisation rotatoire magnétique correspondait à une variation dans la vitesse de propagation de la lumière polarisée circulairement. En 1885 [2], j'avais eu l'occasion de chercher quelle serait la vitesse de rotation d'un mouvement tourbillonnaire de l'éther lumineux, auquel on pourrait attribuer les phénomènes observés, et le nombre que j'ai indiqué à cette époque concorde tellement avec celui qu'on peut déduire de l'expérience de Zeeman, que le rapprochement m'a paru digne d'intérêt.

Examinons donc l'hypothèse qui attribuerait à l'éther, dans un champ magnétique égal à l'unité C. G. S., un mouvement tourbillonnaire de période θ, et cherchons les conséquences de cette hypothèse dans le cas du phénomène de Zeeman et de la polarisation rotatoire magnétique.

1° *Phénomène de Zeeman.* — Le Dr Zeeman a observé que, si l'on dispose une flamme chargée de vapeur de sodium entre les pôles d'un électro-aimant, et qu'on examine le spectre de cette flamme, chacune des raies D_1 et D_2 se transforme en un triplet quand l'observation est faite perpendiculairement, et en un doublet lorsqu'on regarde la flamme parallèlement aux lignes de force du champ magnétique. Nous ne considérerons que ce dernier cas. Les deux composantes du doublet sont polarisées circulairement en sens contraires. L'expérience prouve encore que le mouvement circulaire dont la période est la plus courte, a le même sens que le courant d'un solénoïde équivalent au champ magnétique.

Si, à l'exemple d'un grand nombre de physiciens, on assimile un champ magnétique à un espace animé de mouvements tourbillonnaires dont les axes seraient parallèles aux lignes de force, on peut examiner les conséquences de l'hypothèse qui consisterait à admettre que ce mouvement s'ajoute aux mouvements circulaires de l'un des deux faisceaux en lesquels on peut décomposer un faisceau de lumière naturelle, et qu'il se retranche des mouvements de l'autre.

Soit θ la période du mouvement tourbillonnaire du champ, N le nombre de tours par seconde du mouvement circulaire lumineux en dehors du champ magnétique, le nombre de tours de ce mouvement

---

(1) Righi, *Nuovo cimento*, 1878. — H. Becquerel, *Comptes rendus*, t. LXXXVIII, p. 334 ; 1879. — Cornu, *Ibid.*, t. XCIX, p. 1045 ; 1884.

(2) *Annales de Chimie et de Physique*, 6e série, t. VI, p. 171-173 ; 1885.

deviendra $N' = N + \frac{1}{\theta}$ pour le mouvement circulaire lumineux de même sens que les tourbillons, et $N'' = N - \frac{1}{\theta}$ pour le mouvement inverse. Les longueurs d'onde λ' et λ'' des deux faisceaux circulaires sont différentes, et comme on a, en désignant par V_0 la vitesse de la lumière dans le vide,

$$N\lambda = V_0 \qquad \text{et} \qquad \frac{dN}{N} + \frac{d\lambda}{\lambda} = 0,$$

on en déduirait

$$(1) \qquad -\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{N' - N''}{N} = \frac{2\lambda}{V_0\theta}.$$

La variation de longueur d'onde $\Delta\lambda$ devrait être proportionnelle au carré de la longueur d'onde.

Le Dr Zeeman a trouvé, par expérience, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{40000}$ pour la raie D_1 et un champ magnétique égal à 10^4 (C. G. S.); on déduirait pour cette valeur du champ magnétique $\frac{1}{\theta_1} = 6{,}36.10^9$. Si l'on fait la nouvelle hypothèse que la rapidité du mouvement tourbillonnaire augmente proportionnellement à l'intensité du champ, on aurait, pour un champ magnétique égal à l'unité C. G. S.,

$$\frac{1}{\theta} = 6{,}36 \times 10^5 \text{ tours par seconde.}$$

Il est très remarquable de voir que le phénomène de la polarisation rotatoire magnétique va nous conduire à la même valeur numérique.

2° *Phénomène de Faraday.* — On peut appliquer à la polarisation rotatoire magnétique la théorie que Fresnel a donnée pour la polarisation rotatoire naturelle, et considérer la rotation du plan de polarisation comme due aux retards différents que subissent, au travers d'une substance placée dans un champ magnétique, les deux rayons circulaires inverses dont la superposition est équivalente à une onde polarisée rectilignement.

Soit ω la rotation du plan de polarisation, e l'épaisseur du corps traversé, V' et V'' les vitesses de propagation des deux rayons circulaires, et T leur période commune ; on sait que l'on a la relation

$$(2) \qquad \frac{\omega}{\pi e} = \frac{1}{T}\left(\frac{1}{V'} - \frac{1}{V''}\right) = \frac{n' - n''}{\lambda}.$$

La rotation a lieu dans le sens du mouvement du rayon circulaire qui se propage le plus vite.

Pour rendre compte de la différence des vitesses de propagation des deux rayons circulaires, différence que l'expérience met en évidence, j'avais, dans le travail cité plus haut, proposé une hypothèse qui paraît conforme aux faits observés. Je supposais que, dans un milieu animé d'un mouvement tourbillonnaire, un rayon lumineux circulaire, se propageant suivant la direction commune des axes des tourbillons, se comporterait comme si le milieu était immobile et si le rayon circulaire avait une vitesse de rotation égale soit à la différence des deux mouvements de rotation, s'ils sont de même sens, soit à leur somme, si le rayon et les tourbillons ont des sens contraires. La période du rayon lumineux devrait rester la même en valeur absolue, mais ce serait sa période apparente, due à sa vitesse de rotation relative par rapport au milieu, qui réglerait dans celui-ci sa vitesse de propagation d'après la loi de la dispersion propre à ce milieu.

D'après cette hypothèse une vibration circulaire, tournant dans le même sens que le milieu, se comportera comme si sa longueur d'onde était augmentée ; elle se propagera donc plus vite, et le plan de polarisation d'un faisceau polarisé tournera dans le sens du mouvement tourbillonnaire du champ magnétique. Pour fixer les idées, considérons un champ animé d'un mouvement tourbillonnaire droit : un rayon circulaire droit se propageant suivant l'axe du champ se progera plus vite que dans le même milieu immobile. La rotation magnétique se ferait à droite. Ce cas correspond à un champ magnétique produit par des courants circulaires droits, et dans ce champ le phénomène de Zeeman révélerait une accélération de la période des vibrations circulaires droites. L'hypothèse sur le sens des tourbillons est donc d'accord avec ce que donne l'expérience sur le sens des deux phénomènes qui nous occupent.

L'accord numérique n'est pas moins satisfaisant. Soient θ la période du mouvement tourbillonnaire du champ, N le nombre de vibrations par seconde commun à deux rayons polarisés circulairement en sens inverses. D'après notre hypothèse ces deux rayons se comporteront comme si leurs nombres de vibrations étaient $N' = N - \frac{1}{\theta}$ et $N'' = N + \frac{1}{\theta}$; à ces nombres N' et N'' correspondent des longueurs d'onde λ' et λ'' et des indices n' et n''. La formule de

dispersion du milieu considéré donne

$$n' = n + (\lambda' - \lambda)\left(\frac{dn}{d\lambda}\right), \qquad n'' = n + (\lambda'' - \lambda)\left(\frac{dn}{d\lambda}\right).$$

On a, du reste,

$$\frac{\lambda' - \lambda''}{\lambda} = \frac{N'' - N'}{N} = \frac{2\lambda}{V_0\theta} \quad \text{et} \quad \frac{n' - n''}{\lambda} = \frac{\lambda' - \lambda''}{\lambda}\left(\frac{dn}{d\lambda}\right) = \frac{2}{V_0\theta}\lambda\left(\frac{dn}{d\lambda}\right).$$

Substituant cette valeur dans la formule (2), il vient

$$(3) \qquad \frac{\omega}{2\pi e} = \frac{1}{V_0\theta}\lambda\left(\frac{dn}{d\lambda}\right).$$

Pour nous rapprocher des conditions de l'expérience de Zeeman, calculons $\frac{\omega}{2\pi e}$ pour l'air. J'ai trouvé autrefois, pour la rotation magnétique $\frac{\omega}{e}$ du sulfure de carbone dans un champ magnétique égal à l'unité C. G. S., le nombre 0',0434 relatif à la raie D, et, d'autre part, j'avais obtenu, pour le pouvoir rotatoire magnétique de l'air, rapporté au sulfure de carbone et à la raie D, le nombre 0,000159. Prenant $V_0 = 3.10^{10}$, on a $\frac{\omega}{2\pi e} V_0 = 9,586$. Les expériences de M. Mascart sur la dispersion des gaz conduisent, pour l'air, à la valeur $\lambda \frac{dn}{d\lambda} = 1,443.10^{-5}$ pour la raie D.

On déduit alors de la formule (3), en y transportant ces valeurs,

$$\frac{1}{\theta} = 6,64.10^5,$$

nombre très voisin de celui auquel conduit le phénomène de Zeeman.

La valeur de $\frac{1}{\theta}$ déduite de la formule (3) correspond à la vitesse de rotation qui caractérise le champ magnétique à l'intérieur même des corps transparents, et le champ n'y est pas toujours le même que quand le même espace est occupé par de l'air. Le tableau suivant donne les valeurs de $\frac{1}{\theta}$ pour divers corps, dont j'avais étudié les rotations magnétiques, et pour lesquels j'ai pu recueillir les données suffisantes au calcul de $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$.

Substances	Rotations magnétiques	$\lambda_D \left(\frac{dn}{d\lambda}\right)_D$	$\frac{1}{\theta}.10^{-5}$
Oxygène	0,000 146	1,47 10^{-3}	5,98
Air	0,000 159	1,44 10^{-3}	6,64
Azote	0,000 161	1,68 10^{-3}	5,74
Acide carbonique	0,000 302	2,00 10^{-3}	9,07
Protoxyde d'azote	0,000 393	4,85 10^{-3}	4,88
Eau	0,308	1,99 10^{-2}	9,33
Benzine	0,636	4,88 10^{-2}	7,85
Trichlorure de phosphore	0,651	4,71 10^{-2}	8,30
Sulfure de carbone	1,000	9,71 10^{-2}	6,20
Phosphore liquide	3,120	2,52 10^{-1}	7,41
Bichlorure de titane	— 0,358	9,96 10^{-2}	— 2,16

Dans les mesures de M. Mascart relatives à la dispersion des gaz, le nombre relatif à l'air n'est pas intermédiaire entre celui de l'oxygène et celui de l'azote. Cette anomalie, qui se retrouve dans le tableau ci-dessus, puisque l'on a fait usage de ces nombres pour calculer $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$, montre le degré d'approximation avec lequel peuvent être calculées ces valeurs.

Il importe de remarquer que les valeurs de $\frac{1}{\theta}$ ainsi calculées ne sont comparables que si les rotations magnétiques considérées sont dues à la propagation de la lumière au travers d'un corps bien défini ou d'un système de corps dont toutes les parties agissent de la même manière. Il peut en être tout autrement pour des dissolutions au travers desquelles la rotation magnétique est la somme ou la différence entre les effets produits par le dissolvant et par le corps dissous. Ainsi j'ai montré qu'une dissolution de perchlorure de fer dans l'eau, de densité 1,155 environ, avait un pouvoir rotatoire positif pour les rayons rouges, nul pour les rayons jaunes, et négatif pour les rayons verts; si l'on appliquait à cette dissolution le calcul précédent on trouverait que, suivant les rayons lumineux étudiés, le mouvement tourbillonnaire intérieur devrait être tantôt droit, tantôt gauche, ce qui n'a évidemment aucun sens.

L'indépendance entre les effets des divers éléments chimiques traversés peut se manifester même dans les combinaisons; le bichlorure de titane, qui est diamagnétique, doit ses propriétés optiques négatives au magnétisme du titane; les sels de nickel au contraire sont positifs, bien que le nickel soit un métal magnétique. On pourrait citer encore bien d'autres anomalies de cet ordre.

Ces considérations conduisent à vérifier que, dans les cas où l'hypothèse développée plus haut est applicable, on est conduit à la même valeur de $\frac{1}{\theta}$ pour un même corps, quelle que soit la longueur d'onde de la lumière qui ait servi aux observations optiques. En d'autres termes, la formule (3) doit représenter également la dispersion rotatoire magnétique, et pour un même corps les rotations magnétiques des plans de polarisation des rayons de diverses longueurs d'onde devraient être proportionnelles aux valeurs de l'expression $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$. Je n'ai pas encore pu faire cette vérification pour un très grand nombre de corps, car il est nécessaire de déterminer la dispersion des substances mêmes dont on étudie le pouvoir rotatoire. On trouve, dans un Mémoire de M. Joubin [1], des nombres qui se prêtent à cette vérification. Ils sont relatifs au sulfure de carbone et à la créosote, deux liquides pris pour types par Verdet; en mettant en regard les valeurs relatives de la rotation magnétique et du terme $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$, on reconnaît que ces deux grandeurs sont à très peu près proportionnelles.

Raies du spectre	Sulfure de carbone		Créosote	
	ω	$\lambda \frac{dn}{d\lambda}$	ω	$\lambda \frac{dn}{d\lambda}$
C..........	0,76	0,75	0,75	0,76
D..........	1,00	1,00	1,00	1,00
E..........	1,30	1,35	1,31	1,32
F..........	1,62	1,69	1,62	1,64
G..........	2,23	2,41	2,26	2,28

Il résulte de cette comparaison que la formule (3) équivaut aux formules de dispersion proposées par divers savants pour représenter la dispersion rotatoire magnétique, dans le cas des rotations positives. Elle ne s'applique pas aux rotations négatives du bichlorure de titane. Du reste, j'ai déjà appelé l'attention sur la différence profonde des lois qui régissent les rotations positives et les rotations négatives.

L'hypothèse d'un mouvement tourbillonnaire de l'éther dans un champ magnétique ne paraît donc pas contraire à l'expérience et

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 6e série, t. XVI, p. 109-113; 1889.

permet de relier numériquement entre eux des phénomènes qui sont tous deux des manifestations de l'action d'un champ magnétique sur l'éther lumineux. Le phénomène de Faraday se prête à des vérifications multiples, mais de nouvelles déterminations sont nécessaires pour vérifier si, dans le phénomène de Zeeman, la variation de longueur d'onde est, comme l'indique notre hypothèse, proportionnelle au carré de la longueur d'onde et à l'intensité du champ magnétique.

MESURE DES INDICES DE RÉFRACTION;

Par M. G. WEISS.

On appelle puissance d'une lentille l'inverse de la distance focale. Les lentilles étant numérotées suivant leurs puissances, il s'introduit une grande simplification dans les calculs, lors de la superposition de deux lentilles minces. La puissance du système formé est en effet égale à la somme algébrique des puissances des deux lentilles. Mais, si l'on cherche à étendre cette définition aux dioptres, la loi d'addition ne subsiste plus. J'ai montré [1] que cette difficulté disparaissait lorsqu'on prenait pour définition de la puissance d'un système quelconque l'expression $p = \frac{n}{f}$, f étant la distance focale de ce système, n l'indice de réfraction du dernier milieu traversé par la lumière. En appliquant cette formule, on trouve pour tout système centré la même puissance, quel que soit le sens de propagation de la lumière. Il n'en était pas de même avec l'ancienne définition, chaque fois que le premier et le dernier milieu n'étaient pas les mêmes. Un dioptre, par exemple, avait deux puissances, suivant que la lumière allait du milieu le plus réfringent au moins réfringent, ou inversement.

Il est facile de déterminer directement la puissance d'un système centré quelconque [2]. Supposons d'abord que le premier et le dernier milieu soient les mêmes; les deux distances focales sont égales. Plaçons un objet de grandeur connue O au premier foyer, il donnera une image à l'infini. Pointons une lunette astronomique sur cette image à l'infini, il se formera dans le plan focal de la lunette une

(1) *Revue des Sciences pures et appliquées*, 1894, p. 976.
(2) *Société de Physique*, 1er février 1895.

image de grandeur I, et la construction la plus élémentaire fait voir que l'on a :

$$\frac{p}{p'} = \frac{I}{O}.$$

p étant la puissance à mesurer, p' la puissance de l'objectif de la lunette. En conservant toujours la même valeur pour O, on peut mettre dans le plan focal de l'objectif une échelle donnant par une simple lecture la valeur de p' ; mais il vaut mieux mesurer I à l'aide d'un réticule mû par une vis micrométrique, on arrive alors à une grande précision par une opération très rapide.

Si le premier et le dernier milieu ne sont pas identiques, on est toujours ramené au cas précédent par ce fait, que l'on ne change pas la puissance d'un système optique, défini comme je l'ai fait, en interposant sur le trajet des rayons un dioptre de puissance nulle, c'est-à-dire en limitant un des milieux par un plan. En effet un faisceau lumineux tombant sur un système centré, interposons avant la première surface réfringente un nombre quelconque de plans, nous ne changerons rien à la deuxième distance focale ; par suite, la puissance du système ne sera pas modifiée.

J'ai fait construire par M. Pellin un oculaire de microscope muni d'un réticule mobile à l'aide d'une vis micrométrique et ayant la composition d'une lunette astronomique réglée sur l'infini, il me donne rapidement la puissance d'un objectif quelconque.

Cet oculaire me permet aussi de déterminer l'indice de réfraction d'une petite lentille ou d'un liquide dont je ne possède qu'une petite quantité.

Considérons une lentille d'indice de réfraction n plongée dans un milieu d'indice n', on a :

$$p' = \frac{n'}{f'} = (n - n')\,K, \qquad K = \frac{1}{R} - \frac{1}{R'}.$$

Dans un autre milieu, d'indice n'', on aura :

$$p'' = \frac{n''}{f''} = (n - n'')\,K,$$

d'où, par division :

$$n = \frac{n''p' - n'p''}{p' - p''}.$$

On aura la valeur n, connaissant n' et n'' et mesurant p' et p'' par deux lectures. On pourra, par exemple, choisir pour les deux milieux l'air et l'eau distillée. Il est facile d'adapter à la partie inférieure du tube du microscope un petit support destiné à recevoir la lentille. On placera sur la platine une petite cuve pour l'immersion dans l'eau. Comme je l'ai dit, il n'y a pas lieu de se préoccuper de la surface libre de l'eau, il suffit que la lentille soit immergée.

Pour mesurer l'indice d'un liquide, on place une goutte de ce liquide entre deux lentilles plan-convexes à convexités opposées, montées dans une bonnette à la place de l'objectif du microscope. On mesure la puissance du système ainsi formé. Comme il n'y a pas lieu de tenir compte des surfaces planes, on a :

$$p = \frac{n'}{f} = (n - n')\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'}\right).$$

n étant l'indice de réfraction du liquide, n' celui des lentilles. Par suite :

$$n = n' - Ap.$$

On détermine une fois pour toutes la constante A par une expérience avec de l'eau distillée. Une seule lecture donnera ensuite l'indice de réfraction d'un liquide quelconque.

B. WEINSTEIN. — Ueber die Zustandsgleichang und die absolute Temperatur (Sur l'équation caractéristique et la température absolue). — *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 544.

L'auteur se propose de déduire l'équation caractéristique des fluides en suivant la méthode qu'a employée Gauss dans sa théorie des fluides en équilibre. Il cherche à réduire au minimum le nombre des quantités négligées et à n'introduire les approximations inévitables qu'au moment où elles sont nécessaires.

Le calcul est basé sur la formule du viriel. Admettant que les forces sont centrales, M. Weinstein analyse le viriel intérieur successivement dans deux hypothèses.

1° Le corps est constitué par une matière continue de densité uniforme;

2° Le corps est formé de molécules, composées elles-mêmes

d'atomes. Molécules et atomes sont animés d'un mouvement stationnaire. Les molécules peuvent échanger des atomes, en conservant les mêmes en moyenne. Deux cas sont à distinguer: *a*) les mouvements moléculaires sont limités par des chocs; *b*) les molécules ne se choquent pas. Le viriel résultant des chocs a été calculé par M. Lorentz dans l'hypothèse où ces rencontres ne sont accompagnées d'aucune déformation et où la pression reste constante pendant la durée très courte du contact. M. Weinstein, s'appuyant sur les résultats d'un travail de Hertz, calcule le viriel en s'affranchissant de ces restrictions. D'ailleurs l'existence même d'un terme spécial au choc reste problématique ; le terme disparaît quand, par exemple, on admet, avec Maxwell, qu'il n'intervient pas, dans le choc, de forces différentes de celles qui s'exercent à distance entre les molécules.

Enfin le viriel des forces intérieures aux molécules se calcule dans deux hypothèses, celles de l'immobilité ou du mouvement relatif des atomes.

Le viriel extérieur se compose de deux termes, l'un relatif à la pression, dont l'expression a été donnée par Clausius, l'autre dépendant de l'action de l'enveloppe.

Les formules générales auxquelles arrive l'auteur contiennent en évidence les grandeurs géométriques et mécaniques qui définissent le corps. On introduit la température absolue en admettant qu'elle est proportionnelle à la force vive *totale* des mouvements intérieurs ; quand il n'y a pas de chocs, cette température est proportionnelle à l'énergie potentielle.

L'auteur termine par quelques remarques générales : Le calcul du viriel des forces extérieures se fait comme si le corps était continu. Ce procédé peut se justifier. On n'a pas tenu compte des forces qui s'exercent entre la matière et l'éther qui pénètre le corps. Les intégrales étendues aux surfaces qui limitent le corps, qui subsistent dans les expressions du viriel, peuvent prendre une valeur notable, quand la densité du corps est moyenne. Enfin M. Weinstein croit pouvoir conclure de la comparaison de ses formules générales, que l'équation de van der Waals ne peut s'établir qu'en introduisant simultanément des termes obtenus, d'une part, en traitant la matière comme continue et, d'autre part, en admettant l'existence de chocs entre les molécules.

C. Raveau.

PHYSICAL REVIEW;

Juillet 1897.

R.-W. WOOD. — A new Form of Cathode Discharge and the Production of X-rays, togethers with some Notes on Diffraction (Nouveau dispositif à décharges cathodiques et à rayons X, et notes sur leur diffraction). — P. 1-10.

L'auteur fait le procès dés tubes focus qui ne se prêtent pas, dit-il, à fournir des sources de radiation d'un diamètre apparent suffisamment petit. Le tube qu'il emploie a des dimensions très réduites, et porte comme électrodes deux fils de platine terminés par deux sphères du même métal de 1,5 millimètre de diamètre, dont on peut à volonté régler la distance. Le courant est fourni par une machine Wimshurst à douze plateaux, et un micromètre à étincelles est interposé sur le circuit. Pour un vide suffisant et une distance convenable des deux électrodes, on voit apparaître entre elles un jet de lumière bleue analogue à l'arc électrique. La partie de l'anode frappée par cet arc est une source de rayons X très intense et très limitée. Plusieurs effets lumineux observés à l'intérieur de ce tube sont décrits, mais sans explication.

Enfin l'auteur rend compte des essais qu'il a faits avec cette source très étroite de rayons X en vue de manifester des effets de diffraction. La discussion de quelques épreuves radiographiques le conduit à penser qu'il y a effectivement diffraction des rayons Röntgen et à fixer la longueur d'onde de ces rayons dans le voisinage de $0^{mm},00004$; mais il ne donne ces résultats qu'avec quelques réserves, d'autant plus justifiées que toutes les tentatives faites jusqu'à présent dans le même ordre d'idées n'ont abouti qu'à des insuccès.

F.-E. MILLIS. — An Experimental Study of Induction Phenomena in Alternating Current Circuits (Effets d'induction dans les courants alternatifs). — P. 11-20.

La force électromotrice d'un circuit contenant résistance, self-induction et capacité

$$e = Ri + L\frac{\partial i}{\partial t} + \frac{q}{c}$$

peut s'exprimer, lorsqu'elle est périodique, par une série de Fourier :

$$e = \sum_{n=1}^{n=\infty} (A_n \sin n\omega t + B_n \cos n\omega t).$$

ou encore :

$$e = \sum_{n=1}^{n=\infty} K_n \sin(n\omega t + \Phi_n);$$

d'où on tire pour l'intensité une expression qui renferme des termes périodiques, plus des fonctions exponentielles du temps, qui n'ont d'effet sensible qu'au début du courant. En supprimant les harmoniques pairs (ce qui exprime la symétrie ordinaire des ondes positive et négative de force électromotrice) et se limitant aux trois premiers harmoniques impairs, on obtient une expression de la forme :

$$e = A_0 + K_1 \sin(\omega t + \Phi_1) + K_3 \sin(3\omega t + \Phi_3) + K_5 \sin(5\omega t + \Phi_5).$$

L'auteur montre comment on peut calculer les coefficients de cette formule sur le tracé graphique d'un courant alternatif, obtenu à l'aide d'un appareil précédemment décrit [1]; formules et tracés montrent très nettement les effets de la résonnance. Ainsi le courant secondaire d'un transformateur alimenté par un alternateur Brush (fréquence = 117) est presque exactement sinusoïdal quand le circuit ne contient ni capacité ni self-induction; l'amplitude du troisième harmonique n'est que $\frac{1}{63}$ de l'amplitude du mouvement fondamental. Mais il en est tout différemment si on intercale une self-induction ou une capacité; surtout lorsque la période propre d'oscillation du circuit :

$$T = \frac{\pi}{\sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{R^2}{4L}}}$$

est voisine de celle d'un harmonique, celui-ci se trouve alors très développé; dans trois des tracés obtenus l'amplitude du troisième harmonique vaut 0,25, 0,50 et 0,89 de celle du fondamental. Le cinquième harmonique peut avoir un développement presque aussi grand. Enfin des tracés pris dès la fermeture du courant montrent nettement la déformation des ondulations de début, où se fait sentir l'influence des termes exponentiels dont il a été question plus haut.

E. MERRITT. — The Distribution of Alternating Currents in Cylindrical Wires (Distribution du courant alternatif dans les fils cylindriques). — P. 47-60.

On sait que, dans un fil traversé par des courants alternatifs, la densité du courant n'est pas constante dans toute la section du fil. Le

(1) *Physical Review*, vol. IV, p. 132.

perméable, contiennent l'un le dissolvant, l'autre la solution ; on écrit que la différence des tensions de la solution et du dissolvant est égale au poids de la colonne de vapeur contenue entre leurs deux niveaux; c'est la condition nécessaire pour qu'il n'y ait pas circulation contraire et indéfinie du liquide et de la vapeur dans le système. On retrouve ainsi la relation connue.

R. THRELFALL. — On the Conversion of Electric Energy in Dielectrics (Sur la dissipation de l'énergie électrique dans les diélectriques). — Fascicules XXIV, p. 457-479; XXV, p. 21-46; XXVI, p. 65-74.

Dans ce travail, extrêmement consciencieux et documenté, l'auteur cherche à évaluer la perte d'énergie qui se produit dans un diélectrique soumis à un champ variable; c'est, sous une forme un peu plus générale, le problème de l'échauffement électrique des condensateurs.

Le corps à étudier a la forme d'un ellipsoïde soutenu par un fil de quartz dans un tube en verre contenant de l'anhydride phosphorique; ce corps est placé dans un champ électrique tournant obtenu à l'aide de deux demi-cylindres métalliques coaxiaux communiquant chacun avec un des pôles d'une machine Wimshurst à 8 plateaux, et qu'on peut faire tourner autour de leur axe avec une vitesse constante et connue; la machine électrique est en relation avec un condensateur de grande capacité et communique au sol par de médiocres conducteurs (ficelles huilées), ce qui lui assure un potentiel V constant, mais variable à volonté entre 0 et 6.000 volts.

Dans ces conditions l'ellipsoïde éprouve une rotation de θ degrés, qu'on évalue par la méthode optique, et on trouve que, pour un échantillon donné, on a très rigoureusement $\theta = \alpha V^n$, α et n étant deux constantes. Il est facile d'en déduire la perte d'énergie W par centimètre cube et par cycle parcouru (c'est-à-dire pour une révolution du système producteur du champ), en fonction du champ F intérieur à l'ellipsoïde. On trouve alors $W = CF^n$, C étant une constante numérique qu'on peut calculer. L'énergie intérieure par centimètre cube étant, pour un diélectrique de pouvoir inducteur K, $\frac{KF^2}{8\pi}$, la fraction d'énergie perdue est $\frac{8\pi C}{K} F^{n-2}$ par cycle.

Voici les conclusions principales de ce travail :

1° Pour les corps contenant des impuretés conductrices, n est

voisin de 2 (2,02 pour la résine contenant du graphite et 2,0 pour la paraffine également imprégnée de graphite) : c'est le résultat auquel j'étais arrivé, après Borgman, pour des corps non spécialement purifiés. Mais, avec des corps très purs, *n* serait en général plus petit que 2. Ainsi :

Pour le soufre pur	(fréquence 2,2,	température 25°,2),	$W = 0{,}0139\ F^{1,91}$
la paraffine	12,5	12°,5	$= 0{,}00138\ F^{1,56}$
id.	27,3	»	$= 0{,}0008\ F^{1,56}$
le sélénium	?	15°,3	$= 4{,}6\ F^{1,85}$
l'ébonite	15	?	$= 0{,}029\ F^{1,765}$
le verre	18,8	26	$= 0{,}038\ F^{1,92}$

Toutefois cette règle serait sujette à caution, car, pour la résine, même bien desséchée, l'auteur trouve des valeurs de *n* comprises entre 1,84 et 2,8 ; le verre aussi lui a donné des valeurs de *n* variant de 1,72 à 2,2.

2° Pour un corps donné *n* est en général bien défini, mais C varie d'un échantillon à un autre. Ainsi, une sphère d'ébonite a donné $W = 0{,}017F^{1,83}$ et, après réduction de son volume à 1/4, $W = 0{,}03F^{1,85}$;

3° Des mélanges furent faits de diélectriques et de poudres conductrices (graphite), en vue d'éprouver la théorie des décharges résiduelles de Maxwell. En fait, l'addition du conducteur augmente bien la quantité d'énergie dissipée, mais incomparablement moins qu'on ne serait tenté de s'y attendre. M. Threlfall conclut de ses expériences que, si les effets indiqués par Maxwell sont bien réels (comme on le savait depuis longtemps), ils sont incapables d'expliquer seuls les effets de dissipation tels qu'on les constate réellement ; telle est aussi l'opinion que j'ai motivée par de nombreuses raisons dans un travail sur le même sujet [1].

4° Il n'y aurait point d'énergie dissipée dans les diélectriques liquides, ou du moins l'auteur n'a pas pu manifester la rotation dans le sulfure de carbone, le benzène, le kérotène et l'eau distillée, en y introduisant des poussières flottantes d'alumine. Si l'auteur n'a pas aperçu cette dissipation, c'est à coup sûr que la rotation du champ était trop lente, mais les expériences de Thomson et Newall, celles de M. Pérot surtout, ne laissent aucun doute sur l'existence du résidu dans les liquides, qui implique une dissipation d'énergie. J'ai

---

[1] Sur le résidu électrique des condensateurs. *Ann. de l'Univers. de Lyon*, 1897.

d'ailleurs constaté très nettement cette dissipation avec l'eau distillée et l'huile de vaseline.

5° Pour les faibles fréquences (de 4 à 30), M. Threlfall n'a pas pu déterminer avec netteté l'influence de cette variable sur la valeur de W. Tantôt il y a augmentation de W avec la fréquence (soufre), tantôt diminution (paraffine, verre verni imparfaitement desséché), tantôt enfin W paraît indépendant de la fréquence (ébonite, verre verni parfaitement desséché).

M. Threlfall a essayé si des champs à rotation très rapide (fréquence $= 7 \times 10^6$ environ) déterminaient une déperdition d'énergie dans les diélectriques, il a obtenu ces champs tournants par la composition de deux champs rectangulaires oscillants, en retard l'un sur l'autre ; son appareil est copié sur celui d'Ebert [1]; aucune rotation appréciable du sphéroïde diélectrique ne put être manifestée dans un semblable champ ; ce résultat est bien conforme à ce qu'on pouvait supposer, d'après les expériences faites déjà dans des champs à oscillations très rapides.

6° Enfin M. Threlfall s'élève en plusieurs endroits contre une assimilation trop étroite entre l'hystérésis magnétique et la soi-disant hystérésis des diélectriques ; il semble, en effet, que les phénomènes observés relèvent non de l'hystérésis, mais d'une véritable viscosité.

L. Houllevigue.

PHILOSOPHICAL MAGASINE ;

5e série, t. XLIV ; septembre 1897.

DAVID K. MORRIS. — On the Magnetic Properties and Electrical Resistance of Iron as dependent upon Temperature (Variations des propriétés magnétiques et de la résistance électrique du fer avec la température). — P. 213.

Un fil de fer ou ruban de fer isolé avec du mica et de l'amiante est enroulé en forme d'anneau ; un fil de platine est enroulé avec ce fil de fer. Les résistances du fil de fer et du fil de platine sont mesurées par la méthode du pont à curseur, et la résistance du platine fait connaître la température obtenue. Autour de ce noyau est enroulé

(1) *Wied. Annal.*, t. 53, p. 144; août 1894.

un second fil de platine dénué de self-induction et servant à échauffer le système ; la température pouvait s'élever jusqu'à 1.200° environ. L'appareil est complété par un enroulement primaire dans lequel circule un courant connu, et un enroulement secondaire, relié à un galvanomètre balistique étalonné. Tout l'anneau est placé dans un vase clos avec une bobine auxiliaire de fil de fer. On commençait par absorber l'oxygène en chauffant ce fil au rouge vif à l'aide d'un courant.

M. Morris donne comme conclusions de ses expériences un certain nombre de résultats analogues à ceux déjà connus.

M. Dufour.

P. ZEEMAN. — Doublets and Triplets in the Spectrum produced by External Magnetic Forces (Doublets et Triplets produits dans le spectre par des champs magnétiques). — P. 265 [1].

Avec un champ magnétique de 32.000 unités C. G. S., M. Zeeman, observant dans une direction perpendiculaire aux lignes de force, a vu au moyen d'un réseau que la raie bleue du cadmium est brisée en trois raies distinctes séparées par des intervalles obscurs. Un nicol interposé montre que la raie centrale émet de la lumière polarisée verticalement et les raies extérieures de la lumière polarisée horizontalement : on a donc bien ainsi le pur triplet prévu par la théorie de Lorentz.

Le triplet *a* permet de mesurer la variation de longueur d'onde due au champ magnétique : Disposant, en effet, le nicol de manière à éteindre les vibrations polarisées verticalement, la mesure de la distance des deux raies extérieures qui subsistent seules donne la variation cherchée. La source de lumière est un morceau d'amiante imprégné de NaCl fondu placé dans une flamme de gaz alimentée avec de l'oxygène à haute pression. L'image de la flamme est projetée au moyen d'une lentille sur une fente disposée à 50 centimètres de la flamme ; un nicol est interposé entre la lentille et la fente. Le réseau du laboratoire de Groningue donne un spectre *très brillant* observé avec un oculaire micrométrique

La distance entre D_1 et D_2 sert de repère. On trouve que la variation magnétique subie par les deux raies D_1 et D_2 est la même et

[1] Continuation de l'article publié dans le *Philosophical Magazine* de juillet 1897, résumé dans le *Journal de Physique*, ce volume, p. 655.

égale pour le champ employé (22.400 C. G. S.) à $\frac{1}{17.800}$ de la période.

Dans des expériences publiées dans le *Phil. Mag.* (juillet 1897), M. Michelson annonce n'avoir vu qu'un doublet en observant dans une direction perpendiculaire aux lignes de force, alors que la théorie de Lorentz vérifiée par les expériences de Zeeman indique un triplet. M. Zeeman donne de ce désaccord l'explication suivante acceptée par M. Michelson. La lumière émise par la raie centrale étant polarisée verticalement, les réflexions successives qui se produisent dans le réfractomètre interférentiel où les plans d'incidence sont horizontaux, l'affaiblissent beaucoup, et la raie passe inaperçue.

E. Perreau.

JOHN TROWBRIDGE. — The Oscillatory Discharge of a large Accumulator (Décharge oscillante d'une puissante batterie d'accumulateurs). — P. 259.

L'examen de photographies d'étincelles de décharges d'une batterie de 2.500 accumulateurs Planté associés en série a conduit M. Trowbridge à penser que cette décharge est oscillante, et à traiter mathématiquement la question, en assimilant les accumulateurs à des condensateurs dont les deux armatures seraient reliées entre elles par une résistance. La capacité correspondant ainsi à sa batterie d'accumulateurs serait de 1.000 unités électrostatiques.

M. Dufour.

JOHN TROWBRIDGE. — Electrical Discharges in Air (Décharges électriques dans l'air). — P. 285.

M. Trowbridge a photographié différentes formes d'étincelles électriques et en conclut que la décharge oscillante est la forme ordinaire, et la décharge continue l'exception.

M. Dufour.

J.-A. FLEMING. — A Method of determining Magnetic Hysteresis Loss in straight Iron Strips (Méthode pour déterminer la perte d'hystérésis magnétique dans des rubans de fer droits). — P. 262.

On peut faire décrire un cycle d'hystérésis à un barreau de fer doux, en le plaçant dans l'axe d'une longue bobine traversée par un

courant alternatif. L'induction en un point du barreau prend des valeurs variables, de telle sorte que, si on entoure en un point le barreau d'une bobine plate exploratrice communiquant avec un voltmètre électrostatique, l'indication e_2 du voltmètre fait connaître l'induction maxima B par la relation

$$10^8 e_2 = 4fn\text{NSB},$$

f, facteur dépendant de la forme du courant alternatif (1,13 pour un courant sinusoïdal), n fréquence du courant, N nombre de tours de la bobine exploratrice, S section du barreau. Cette relation a permis à M. Fleming de déterminer B aux différents points du barreau. La perte d'énergie par hystérésis, par centimètre cube et par cycle est en chaque point $v\text{B}^{1,6}$ (loi de Steinmetz) ; la perte totale s'obtient en faisant la somme des pertes correspondant aux différents points du barreau : M. Fleming a trouvé que *la perte moyenne par centimètre cube est égale dans tous les cas à* $v\ \text{B}_1^{1,6}$ *où* B_1 *est la valeur maxima de l'induction au point situé à une distance du centre du barreau égale à* 0,56 *de sa demi-longueur*. De là une méthode pour mesurer la constante v d'un échantillon de fer. Au moyen d'un wattmètre, on mesure à la manière ordinaire la perte d'énergie absorbée par hystérésis, et la bobine exploratrice en relation avec le voltmètre étant placée au point effectif donnera l'induction à laquelle correspond cette perte.

Si les rubans de tôle qui composent le faisceau sont suffisamment minces, la perte par hystérésis est la différence entre l'énergie absorbée par la bobine munie du faisceau et par la bobine seule. Dans le cas contraire il faut tenir compte de la perte par les courants de Foucault : M. Fleming a trouvé que sa valeur par centimètre cube et par seconde était dans tous les cas $\left(\frac{\text{B}_1 nt}{10^8}\right)^2$, où t est l'épaisseur du ruban exprimée en millièmes de pouce.

Les résultats obtenus par cette méthode sur un grand nombre d'échantillons concordent avec ceux que donne la méthode balistique ordinaire, mais les expériences se font plus rapidement, et on peut employer des courants alternatifs d'une forme arbitraire et essayer l'échantillon de fer dans des conditions tout à fait semblables à celles où ce fer doit être employé.

M. Dufour.

LORD RAYLEIGH. — On an Optical Device for the Intensification of Photographic Pictures (Procédé optique pour renforcer des photographies). — P. 282.

Pour utiliser un cliché photographique trop pâle offrant peu de contrastes, lord Rayleigh emploie le procédé suivant dont on comprendra le principe à la lecture. Le côté gélatiné du cliché est posé sur un miroir plan; en avant, un condenseur rend parallèle et sensiblement normale au cliché la lumière émise par une bougie placée à côté de l'objectif d'un appareil photographique qui donne l'image renforcée. On place le condenseur de manière que l'image de la bougie se fasse au centre de l'objectif.

Pour éviter les lumières réfléchies nuisibles, on incline légèrement le condenseur et on colle sur le cliché, avec de l'essence de térébenthine, une glace légèrement prismatique.

E. PERREAU.

G.-A. HEMSALECH. — On some New Lines in the Spark Spectrum of Aluminium (Nouvelles raies du spectre de l'aluminium). — P. 289.

En produisant à la manière ordinaire une étincelle électrique entre deux électrodes d'aluminium, M. Hemsalech a trouvé de nouvelles raies rouges, dont il a mesuré la longueur d'onde au moyen d'un réseau ou d'un prisme.

Les résultats sont les suivants :

	λ	Intensité	Caractère
Repère : Raie du lithium...	6708,1	10	nette
Raies nouvelles de Al......	6828,2	4	nette
	6842,6	4	nette
	6928,2	2	nébuleuse
	7042,5	6	nette
	7057,9	5	nette

E. PERREAU.

WIEDEMANN'S ANNALEN ;

T. LXII, n° 9 ; 1897.

G. QUINCKE. — Die Klebrigkeit isolirender Flüssigkeiten im constanten elechischen Felde (Viscosité des liquides isolants dans un champ électrique constant).

Une sphère solide (crown, flint, quartz, spath) de 1 centimètre de diamètre est suspendue par un fil de soie au fléau d'une balance ; cette sphère est immergée dans un liquide isolant (éther, sulfure de carbone, benzine, mélange à volumes égaux de sulfure de carbone et de térébenthine) entre les deux plateaux d'un condensateur qu'on charge au moyen d'un accumulateur à haute tension ou d'une forte batterie. On constate que la période des oscillations qu'effectue la sphère, perpendiculairement ou parallèlement aux lignes de force, est à peine modifiée par la charge du condensateur. Mais l'amortissement de ces oscillations est d'autant plus grand que la différence du potentiel des armatures est elle-même plus grande.

M. Quincke mesure l'augmentation de viscosité du liquide due aux forces électriques et qu'il appelle la « viscosité électrique » du liquide, par la différence des décréments logarithmiques des amplitudes d'oscillation suivant que le condensateur est chargé ou non.

Résultats : 1° La viscosité électrique, perpendiculairement aux lignes de force, est sensiblement proportionnelle à :

$$\frac{KP}{a}.$$

K étant la constante diélectrique du liquide étudié, P la différence de potentiel, et a la distance des armatures.

2° La viscosité électrique, parallèlement aux lignes de force, est de 1,5 à 6 fois plus faible que perpendiculairement aux lignes de force.

En même temps que cette augmentation de viscosité du liquide, on observe une augmentation apparente de poids, très sensible, de la sphère dans le champ électrique. L'auteur explique ce phénomène par des mouvements tourbillonnaires, ayant leur siège dans le liquide, et provoqués par les forces électriques et les courants de convection ; ces mouvements influeraient d'ailleurs aussi sur l'amortissement des oscillations en augmentant celui-ci. Et, en effet, les

mélanges liquides (sulfure de carbone et térébenthine), sur lesquels M. Quincke a constaté des mouvements tourbillonnaires particulièrement rapides, présentent aussi un amortissement et une augmentation apparente de poids plus considérables que les liquides purs.

Enfin on n'a pas observé de variation dans la viscosité d'une solution aqueuse de $CuSO^4$ lorsqu'on y faisait passer un courant.

M. Quincke répond ensuite à des objections soulevées par M. Boltzmann contre son explication des rotations dans un champ électrique constant ([1]). Enfin il rejette une interprétation du même phénomène, proposée par M. Heydweiller ([2]).

H. Bagard.

O. LUMMER. — Ueber Graugluth und Rothgluth (Sur l'incandescence grise et l'incandescence rouge). — P. 14-30.

Weber a réfuté le premier l'assertion de Draper, d'après laquelle un corps dont on élève peu à peu la température se présenterait immédiatement avec la couleur rouge. D'après lui, avant que le corps soit porté au rouge, on aperçoit comme des lueurs vacillantes d'un gris sombre (graugluth). Ces lueurs disparaissent lorsque la température s'élève, et le corps apparaît tout entier lumineux avec une couleur qui devient peu à peu le rouge (rothgluth).

M. Lummer a repris, à l'aide d'appareils très simples, l'étude de cette question et a retrouvé les apparences signalées par Weber. Il les rapproche d'autres résultats signalés plus récemment et se rapportant à la physiologie de la vision.

Il rappelle en particulier le fait signalé par Hering et Hillebrand : tandis que le spectre solaire, bien éclairé et observé par un œil normal, présente son maximum d'éclat dans le jaune verdâtre, il présente ce maximum dans le bleu (vers $\lambda = 0^{\mu},500$) si l'éclairement est très faible, ou bien si l'observateur est frappé de cécité complète des couleurs. D'autre part, la courbe de luminosité en lumière faible coïncide, d'après König, avec la courbe représentant le spectre d'absorption du pourpre rétinien, pigment qui se trouve surtout dans les bâtonnets.

---

(1) *Journal de Physique*. Voir ce volume, p. 147 et p. 227.

(2) Heydweiller, *Sitzungsber.*, 1897, p. 33.

Partant de là, M. Lummer propose une explication des apparences signalées par Weber. Il admet, avec Kries, que les cônes sont les éléments de la rétine qui nous procurent, lorsque l'éclairement est suffisant, la sensation de couleur; tandis que les bâtonnets, sensibles à des éclairements bien plus faibles, peuvent seulement nous donner des sensations de lumière, mais non de couleur. Les lueurs grises constituant le « graugluth » seraient le résultat de l'impression subie tout d'abord par les bâtonnets, tandis que les cônes interviendraient lorsque le corps est porté au rouge. Ces lueurs seraient vacillantes parce qu'on ne peut *regarder*, en le fixant, un objet envoyant aussi peu de lumière ; on peut seulement le *voir* indirectement. En effet la *fovea centralis*, la portion de la rétine où se trouve l'image quand on fixe un objet, ne renferme pas de bâtonnets ; et cette région n'a pas, *pour de très faibles éclairements*, la sensibilité des autres parties de la rétine.

Quelques observations, citées par M. Lummer, paraissent justifier son interprétation.

A. COTTON.

A.-C. JONES. — Ueber einige Emissionsspectra des Cadmiums, Zinks, und der Haloïd verbindungen des Quecksilbers und einiger anderen Metalle (Sur quelques spectres d'émission du zinc, du cadmium et des combinaisons halogénées de mercure et de quelques autres métaux). — P. 30-52.

L'auteur étudie quelques spectres d'émission, en notant soigneusement les changements que produisent, dans ces spectres, les variations des circonstances dans lesquelles la décharge se produit. A l'exemple de Wiedemann et Schmidt, il emploie un tube de décharge renfermant diverses parties de sections différentes, de sorte qu'il peut comparer les spectres correspondant à des températures plus ou moins élevées, la pression de la vapeur restant la même. Ce tube est excité par les décharges d'une grande machine à influence de Töpler. On peut à volonté intercaler, en série avec le tube, un micromètre à étincelle, ou bien, en parallèle avec lui, un condensateur. Les spectres obtenus sont photographiés avec une pose qui reste toujours la même (une heure), et on détermine les longueurs d'onde des raies en photographiant d'autres raies connues et interpolant.

M. Jones étudie d'abord par cette méthode le *cadmium* et le *zinc*. Il trouve qu'en employant une excitation moyenne (pas de condensateur); il apparaît à côté des *raies* caractéristiques de ces métaux qui

sont bien connues, des *bandes d'émission* qui n'avaient pas encore été signalées. Ces bandes se résolvent en des lignes dont l'intensité décroît de l'extrémité la moins réfrangible à la plus réfrangible du spectre. La présence d'un condensateur les fait disparaître complètement.

Les *combinaisons halogénées du mercure* donnent, elles aussi, à côté des raies du mercure, des bandes d'émission qui changent d'un métalloïde à l'autre. Il y a de ces bandes dans l'ultra-violet comme dans le spectre visible. Elles se résolvent, elles aussi, en des lignes le plus souvent disposées en doublets.

A. Cotton.

BEHUN. — Ueber wechselseitige Diffusion von Electrolyten in verdünnsen wässerigen Lösungen insbesondere über Diffusion gegen das Concentrationsgefälle (Sur la diffusion réciproque d'électrolytes dans des dissolutions aqueuses étendues et principalement sur la diffusion en rapport avec la différence de concentration). — P. 54.

L'auteur commence par donner un aperçu de la théorie, qu'a donnée Max Planck, de la diffusion à travers leur surface de séparation, de deux dissolutions contenant un nombre quelconque d'électrolytes binaires.

La méthode expérimentale consiste à placer ces deux dissolutions dans deux vases superposés communiquant par une ouverture de diamètre très petit percée dans la paroi commune ; des dispositions particulières sont prises pour obtenir une température constante. Les recherches ont porté sur des dissolutions contenant HCl, LiCl et AzO^3H, $AgAzO^3$.

L'auteur montre que les formules, obtenues par Max Planck, se vérifient d'une manière satisfaisante.

L. Marchis.

J. KLEMENCIC. — Ueber magnetische Nachwirkung (Sur le retard magnétique). — P. 68-84.

De longs fils de fer doux et recuits, placés dans un champ magnétique, ne prennent pas toute leur aimantation immédiatement après l'excitation du champ. L'auteur reprend l'étude de ce phénomène, observé par Ewing d'abord, puis ensuite par lord Rayleigh, et qu'il appelle le « retard magnétique ».

L'induction magnétique dans les fils de fer doux recuits peut être considérée comme formée de deux parties : la première, suivant sans retard sensible la naissance de la force magnétisante, c'est-à-dire aussi rapide que dans l'acier, sa durée dépendant seulement de la self-induction du circuit magnétisant et des courants de Foucault développés dans le fer ; la seconde partie de l'induction ne commence qu'après la première et se développe très lentement, se prolongeant souvent pendant quelques minutes.

M. Klemencic détermine, soit par la méthode magnétométrique, soit par la méthode balistique, ce qu'il appelle le retard magnétique pour cent ; c'est le rapport de l'augmentation de l'aimantation avec le temps à l'aimantation qu'il observe 4 secondes après la fermeture du courant magnétisant.

Résultats. — 1° Le retard magnétique pour cent n'est considérable que dans les champs faibles ; il décroît quand l'intensité du champ augmente, et d'autant plus vite que le fil étudié est plus mince.

Il semble cependant à M. Klemencic, d'après ses résultats, que le retard magnétique doit être sensible encore dans les noyaux massifs de fer doux, même pour des champs intenses, et il pense que cet effet peut contribuer au retard observé dans l'aimantation des puissants électro-aimants et attribué entièrement à l'effet de leur grande self-induction et des courants de Foucault.

2° Il n'a pas été possible d'établir de relation générale entre le retard magnétique et l'épaisseur du fil, à cause de la difficulté d'obtenir toujours un même recuit. L'auteur croit avoir observé un retard magnétique jusque dans des fils de $0^{m},03$ d'épaisseur.

3° Le retard magnétique n'est aucunement influencé par de fortes aimantations subies antérieurement par les fils.

4° Le retard magnétique est une propriété passagère que les fils de fer présentent au maximum aussitôt après le recuit, mais qu'ils perdent peu à peu complètement, même lorsqu'on les laisse dans un repos absolu.

H. Bagard.

J. SAUTER. — Die Magnetisirung eines Ringes durch eine theilweise Bewickelung (Aimantation d'un anneau par un enroulement partiel). — P. 85-108.

M. Sauter étudie expérimentalement la distribution de l'induction magnétique dans deux anneaux à section carrée de dimensions diffé-

rentes, recouverts d'enroulements partiels variables, et les variations qu'éprouve cette distribution quand l'intensité du courant magnétisant varie. Les résultats qu'il obtient sont d'accord avec ceux qu'il déduit d'une théorie approchée de l'aimantation d'un anneau à section carrée, partiellement enroulé.

Il étend ensuite cette dernière théorie au cas de l'anneau Gramme.

H. BAGARD.

A. OBERBECK. — Ueber die Spannung an dem Pole eines Inductionsapparates (Sur la tension au pôle d'une bobine d'induction). — P. 109.

On mesure le potentiel maximum atteint entre les pôles d'une bobine à l'aide d'une méthode dont le principe est emprunté aux observations de Precht sur l'effluve : une pointe laisse écouler l'électricité dès que son potentiel atteint une valeur déterminée.

Une sphère de 5 centimètres de diamètre est chargée à un certain potentiel; en face se trouve une pointe en communication avec un électromètre. Si la pointe est trop éloignée de la sphère, l'électromètre reste au zéro; en la rapprochant progressivement, il arrive un moment où l'aiguille de l'électromètre subit une déviation qui se maintient lorsqu'on l'éloigne.

On dresse un tableau contenant les potentiels de la sphère (mesurés à l'électromètre) et les distances de la pointe auxquelles on observe la première déviation appréciable. On admet que la même correspondance a lieu si l'on charge la sphère par la bobine munie de son interrupteur ; on justifie cette extension par plusieurs raisons.

Pour étendre la méthode aux potentiels trop élevés pour être mesurés à l'électromètre, on admet que le potentiel de la pointe est le même que celui produit par la sphère isolée au point qu'elle occupe; cette hypothèse conduit à ce résultat que le potentiel pour lequel l'écoulement de l'électricité par la pointe commence n'est pas constant à $\frac{1}{4}$ près ; de pareils écarts semblent nécessiter une étude approfondie du phénomène.

On démontre expérimentalement que, pour une bobine donnée et un mode d'interruption déterminé du courant primaire, il existe un rapport constant entre les différences de potentiel maximum atteintes entre les extrémités du secondaire et les bornes du primaire.

R. SWYNGEDAUW.

TH. des COUDRES. — Handliche Vorrichtung zur Erzeugung Lenard'scher Strahlen und einige Versuche mit solchen Strahlen (Disposition commode pour la production des rayons de Lénard et quelques recherches avec ces rayons). — P. 134.

L'auteur décrit un tube de Lénard en ébonite qu'il met en activité avec le dispositif de Tesla. Il répète quelques expériences sur la coloration des sels, la transformation des rayons X et la conductibilité de l'air, *les rayons cathodiques agissant en dehors du tube.*

J.-A. ERSKINE. — Ueber die magnetische Schirmwirkung in den gedämpften Wechselfeldern von Flaschenentladungen (Sur l'action des écrans magnétiques dans les champs oscillants amortis des décharges de condensateurs). — P. 145.

Le circuit d'une bouteille de Leyde comprend un certain nombre de bobines placées en série et comptant des nombres de spires par centimètre différents d'une bobine à l'autre.

Si dans une bobine quelconque on place un barreau aimanté à saturation toujours de la même manière, ce barreau sera désaimanté d'autant plus par la décharge que la bobine comptera un plus grand nombre de spires par centimètre ; la désaimantation est mesurée au déclinomètre.

Les écrans sont des cylindres de verre recouverts de papier d'étain que l'on peut introduire dans la bobine. Si le barreau placé dans une bobine de N spires par centimètre, muni d'un écran, subit la même désaimantation que si elle était placée dans une bobine à n spires sans écran, on dit que l'écran produit une action mesurée par

$$\frac{N - n}{N} \times 100\ 0/0.$$

L'expérience montre que cette action est différente suivant que la première oscillation produit un effet magnétisant ou démagnétisant sur l'aiguille.

Cette action croît quand la capacité de la bouteille diminue ; elle diminue quand la longueur de l'étincelle de décharge de la bouteille croît; elle décroît avec le diamètre de l'écran, et croît avec son épaisseur.

Le problème est ensuite traité théoriquement. On pose les deux équations du courant dans le circuit de la bouteille et dans l'écran ; si on considère la décharge de la bouteille comme étant influencée

d'une façon négligeable par la présence de l'écran, le problème se traite simplement et rend compte de toutes les particularités signalées.

R. SWYNGEDAUW.

P. LEBEDEW. — Ueber die ponderomotorische Wirkung der Wellen auf ruhende Resonatoren. III. Akustiche Hohlresonatoren (Action pondéromotrice des ondes sur les résonateurs au repos. III. Résonateurs acoustiques creux). — P. 158.

Les actions pondéromotrices exercées par les ondes sonores sur un résonateur, actions qui ont fait l'objet de travaux de Guyot, Schelbach [1], Dvorak [2], peuvent se classer en trois catégories:

1° Action directe des ondes sonores incidentes sur le corps résonant, semblable à l'action qu'exerceraient ces ondes sur tout autre corps, et dépendant seulement de sa forme extérieure.

2° Forces de réaction qui agissent sur le corps sonore en sens opposé de la direction des ondes rayonnées ; dans le cas d'un résonateur elles sont indépendantes de la direction des ondes excitatrices, et atteignent leur maximum pour la résonance maxima ; elles peuvent être assez fortes pour provoquer un mouvement d'un appareil Dvorak).

3° Actions réciproques des vibrations excitatrices et des vibrations provoquées dans le résonateur ; elles sont accompagnées de forces pondéromotrices qui se superposent au précédentes et, dans la plupart des cas, sont masquées par celles-ci : Dvorak a mis leur existence en évidence dans le cas de membranes.

Dans le présent travail on a en vue de séparer expérimentalement ces forces des actions directes et des forces de résonance, et de voir comment elles dépendent de la résonance.

Les sons utilisés ont été produits par les vibrations longitudinales d'un tube de verre de Kundt. Ce tube était fermé aux deux bouts par des bouchons ; l'une de ses extrémités pénétrait dans l'intérieur d'un tube plus large, recourbé, à l'autre extrémité duquel pouvait se placer un appareil destiné à apprécier l'intensité de la vibration, et à contrôler l'identité des vibrations produites dans des expériences successives.

En face de l'extrémité libre du tube de Kundt était placé le résonateur à étudier. Il était formé lui-même d'un petit cylindre de verre creux, fermé par un bouchon fixé à l'un de ses bouts, et contenant

(1) *Ann. de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXV, p. 199 ; 1872.
(2) DVORAK, *Wied. Ann.*, III, p. 328 ; 1878.

un autre bouchon mobile à son intérieur, de manière à laisser entrer par ce bouchon mobile et l'autre bout un tuyau sonore ouvert, de longueur variable. La longueur de ce tuyau a pu varier de 5 millimètres à 26 centimètres. Ce tuyau résonateur est suspendu à un fil de torsion, portant un poids assez lourd pour éviter que le système mobile ne s'incline à partir de la verticale : on élimine ainsi les actions directes et les réactions de résonance. Le tuyau résonateur est à l'état d'équilibre, perpendiculaire au tube de Kundt, et disposé de façon que la bouche ouverte du résonateur soit sur le prolongement du tube de Kundt; on fait varier la distance A de l'extrémité du tube de Kundt à la bouche du résonateur, de 1 à 10 centimètres. La torsion du fil qui porte le résonateur se produit à droite ou à gauche, suivant qu'il y a *attraction* ou *répulsion* exercée par les ondes sonores sur le résonateur. Le résultat général est qu'il y a répulsion si le résonateur est accordé à une note plus basse que la note fournie par la source ; il y a attraction s'il est accordé à une note plus élevée. Les maxima de ces actions ont lieu au voisinage de la résonance.

La conclusion de M. Lebedew est qu'il résulte de ses expériences antérieures et de ses expériences actuelles que l'identité des actions pondéromotrices dues aux vibrations électromagnétiques, hydrodynamiques et acoustiques, est bien établie. B. BRUNHES.

H. EBERT et E. WIEDEMANN. — Verhalten von isolirten Leitern in einem electrischen Hochfrequenzfelde. — Entwickelung des Glimmlichtes an denselben (Attitude de conducteurs isolés dans un champ électrique à haute fréquence. — Développement de lueur sur ces conducteurs). — P. 174-181.

Dans cette communication et celles qui suivent les auteurs exposent quelques expériences qu'ils ont faites, il y a trois ans, lors de leurs recherches générales sur les phénomènes lumineux que présentent les gaz raréfiés dans le champ du condensateur terminal d'un système de fils de Lecher (1). Dans ces expériences un pont est toujours jeté sur les deux fils, de façon que l'excitation soit maximum et les phénomènes aussi simples que possible.

1. — Une enveloppe sphérique en verre, reliée à une pompe, est disposée entre les plateaux du condensateur terminal; elle contient un barreau métallique, parallèle à l'axe du condensateur.

Pour une pression relativement haute du gaz intérieur on observe

(1) Voir à ce sujet *Journal de physique*, 3e série, t. I, p. 429 ; 1892, et t. IV, p. 133 et 275 ; 1895.

à chacune des extrémités *a* et *b* du barreau (*fig.* 1) une lueur bleue qui se répand sur la paroi de verre sous forme de ramifications tout à fait analogues aux figures positives de Lichtenberg. La pression diminuant, les deux lueurs se propagent sur le barreau vers son milieu d'abord obscur ; puis, pour une certaine pression, elles sont reliées par un pont de lumière rouge *d*, séparé du barreau par un espace obscur *c* ; cette lumière rouge est entourée d'un nouvel espace obscur *e*, puis, près de la paroi, on observe un cylindre creux rougeâtre *f*.

La lumière positive *d* fait partie de la lueur répartie sur les extrémités du barreau ; la lumière rouge *f* fait au contraire partie de la lueur observée sur la paroi en *a* et *b*.

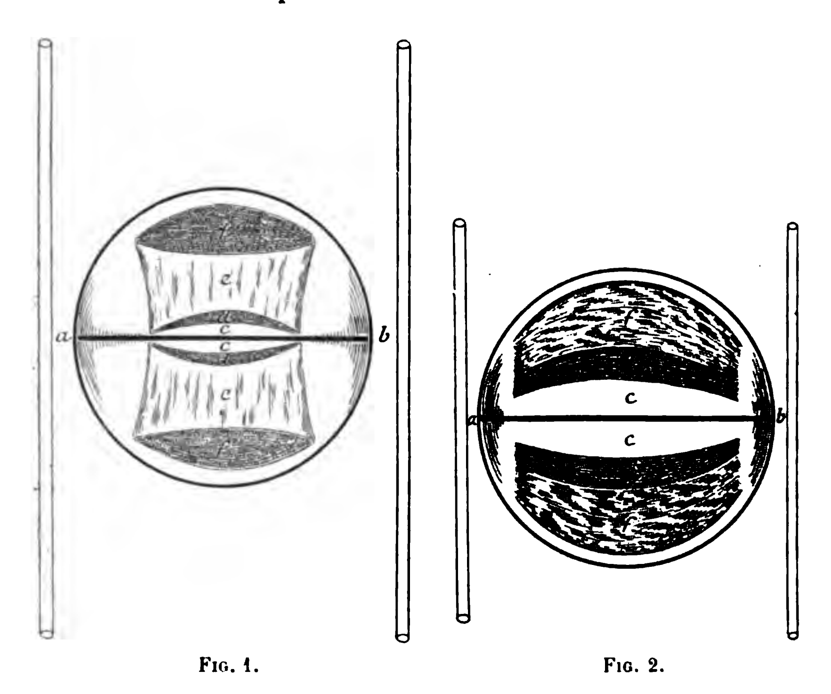


Fig. 1. Fig. 2.

La pression diminuant de plus en plus, l'espace obscur *c* grandit, *d* s'avance vers *f*, et l'espace obscur *e* tend à disparaître (*fig.* 2).

2. — L'expérience répétée avec des tubes de verre cylindriques, fermés à leurs bases par des lames de verre ou de métal et contenant un barreau métallique isolé suivant leur axe donne des résultats analogues.

3. — Le phénomène reste encore le même, mais perd de sa netteté quand le barreau métallique est séparé du gaz raréfié par une enveloppe de verre.

Il disparaît presque complètement lorsqu'on substitue un barreau de verre massif au barreau métallique.

4. — Avec un cylindre creux en toile métallique, on observe les mêmes effets qu'avec un cylindre plein, et, de plus, les lueurs se reproduisent sur la surface interne.

5. — Les lueurs s'avancent et le pont de lumière rouge *d* apparaît d'autant plus vite sur un fil, à mesure que la pression diminue, que ce fil est plus mince et plus court. Le phénomène se produit plus lentement dans le cas de plusieurs fils disposés parallèlement l'un à l'autre que dans le cas d'un seul fil, et, pour voir apparaître le pont de lumière rouge, il faut atteindre une pression d'autant plus basse que le nombre de fils employés est plus considérable.

H. BAGARD.

H. EBERT et E. WIEDEMANN. — Aufhören der electrischen Anregbarkeit eines verdünnten Gases in einem Hochfrequenzfelde (Cessation de l'excitabilité électrique d'un gaz raréfié dans un champ à haute fréquence). — P. 182-186.

Quand on met dans le champ à haute fréquence du condensateur terminal d'un système de fils de Lecher, traversé par un pont, un vase contenant un gaz raréfié, on observe dans les deux régions qui avoisinent les deux armatures les lueurs cathodiques comprises entre des espaces obscurs et, dans la région moyenne du champ, la lumière positive. Quand la pression du gaz diminue de plus en plus, les lueurs cathodiques se rapprochent de plus en plus du milieu du vase, ainsi que les espaces obscurs qui refoulent la lumière positive, et enfin le gaz finit par s'éteindre complètement.

Les auteurs, en étudiant les conditions dans lesquelles a lieu cette extinction, sont arrivés aux résultats généraux suivants :

1° L'extinction n'a pas lieu pour la même pression dans des vases de dimensions et de formes différentes. Avec des vases sphériques, en particulier, elle se produit pour une pression d'autant plus haute que le diamètre est plus faible. Cette pression d'extinction croît d'ailleurs très vite quand le diamètre diminue ; pour une sphère de 0,08 centimètres de diamètre, elle est supérieure à 1 millimètre. Pour des sphères très larges, l'extinction n'a pas lieu subitement, mais elle est précédée d'une illumination blanchâtre.

2° En opérant avec des tubes cylindriques, fermés aux bases par des lames de verre, on constate que la pression d'extinction est d'autant plus haute que le tube est plus court. Le diamètre du tube, la nature de la substance qui le forme (métal ou verre) n'ont pas d'influence sur la valeur de la pression d'extinction.

3° La forme du vase a une influence : ainsi la pression d'extinction est un peu plus haute dans une sphère que dans un cylindre dont la longueur est égale au diamètre de la sphère.

4° La nature du gaz (H, air, CO^2) n'influe pas sur la pression d'extinction.

5° *Influence de l'aimantation.* — Un gaz étant suffisamment raréfié dans une enveloppe sphérique pour qu'il ne luise plus que de temps en temps, si on le soumet en même temps à l'action d'un champ magnétique d'intensité modérée, dont la direction coïncide avec l'axe du condensateur, l'illumination est un peu accentuée.

Si la direction du champ magnétique est perpendiculaire à l'axe du condensateur, le gaz s'illumine vivement et, dans ce cas, les lueurs cathodiques et la lumière positive sont infléchies vers les parois de verre en regard des armatures ; quand on augmente l'intensité du champ magnétique, l'inflexion devient de plus en plus forte, jusqu'à ce que toute la lumière soit refoulée contre la paroi, puis disparaisse.

Si la pression du gaz est assez faible pour qu'il y ait extinction complète, le pont étant mis, le champ magnétique ne rétablit plus l'illumination. Mais, si l'on soulève alors le pont pendant que l'électro-aimant est excité, le gaz s'illumine vivement et continue à luire, le pont une fois remis.

Enfin, dès qu'on supprime le courant magnétisant, le gaz s'éteint.

H. Bagard.

H. EBERT et E. WIEDEMANN. — Verhalten von verdünnten Gasen in nahezu geschlossenen metallischen Raumen innerhalb eines Hochfrequenzfeldes (Attitude de gaz raréfiés dans des espaces métalliques presque fermés à l'intérieur d'un champ à haute fréquence). — P. 187-191.

Tandis qu'une cage en fil métallique à mailles étroites ne se laisse pas traverser par les décharges électriques dans l'air à la pression ordinaire, il en est tout autrement quand elle se trouve dans un gaz raréfié au point d'être rendu lumineux par les oscillations.

Dans un vase cylindrique en verre, renfermant un gaz raréfié, on dispose une cage cylindrique en toile métallique à mailles étroites. Pour une basse pression on observe à la base cathode du tube l'espace obscur et la lueur caractéristique de la cathode, et à la base anode, la colonne lumineuse stratifiée positive; en même temps on voit sur la base de la cage tournée vers l'anode une lueur cathodique et dans la cage une couche rouge de lumière positive, étroitement serrée contre la base tournée vers la cathode et ayant absolument le même aspect que les couches positives de l'anode.

Quand la pression diminue, cette lumière positive se détache de plus en plus de la base tournée vers la cathode et finalement flotte librement à l'intérieur de la cage sous forme d'une masse lumineuse fondue.

Enfin, si l'on pousse le vide très loin, la lumière disparaît à l'intérieur de la cage.

Ainsi donc les décharges peuvent pénétrer à l'intérieur du grillage comme si celui-ci n'existait pas.

Cette pénétration, à la base tournée vers l'anode, en particulier, se fait sous forme de petites aigrettes bleues dirigées vers l'intérieur et correspondant à des rayons cathodiques secondaires.

Pour de hautes pressions on ne voit plus de lumière que sur la base de la cage tournée vers la cathode ; c'est une lumière bleuâtre, présentant un aspect rougeâtre vers l'intérieur. Mais il suffit alors, pour obtenir l'illumination à l'intérieur de la cage, de produire de plus fortes oscillations ou bien encore de constituer les bases du tube de verre par des lames métalliques et de les relier directement aux extrémités du système de fils de Lecher.

Les auteurs, en modifiant de différentes façons la disposition expérimentale, ont toujours observé les phénomènes précédents, avec quelques variantes. En particulier, quand l'intervalle entre la cage et l'une des extrémités du tube est très resserré, l'illumination intérieure ne se produit plus que très difficilement.

H. Bagard.

WILLY WIEN. — Ueber geschlossene Unstitigkeitsflächen der Geschwindigkeit in einer incompressibeln reibungslosen Flussigkeit (Sur des surfaces de discontinuité fermées de la vitesse, dans un liquide incompressible et sans frottement). — P. 192.

ULRICH DÜHRING. — Avogadrós Gesetz und der flüssige Aggregatzustand (Réclamation) [(La loi d'Avogadro et l'état liquide (Réclamation)]. — P. 204.

Nous avons analysé, dans ce journal (p. 567), le mémoire de M. Traube sur l'application aux liquides de la loi d'Avogadro. M. Dühring présente une réclamation de priorité.

L. Marchis.

F.-F. MARTENS. — Eine Methode, Marken und Theilstriche auf Glas hell auf dunklem Grunde sichtbar zu machen (Méthode pour tracer sur le verre des marques et des traits de division qui apparaissent en clair sur fond obscur). — P. 206.

P. DRUDE. — Ueber Fernewirkungen (Sur les actions à distance) [Referat für die 69. Versammlung deutscher Naturforscher und Aertze in Braunschweig. 1897.] (Imprimé en supplément dans le n° 9 des *Wied. Ann.*)

L'auteur commence par définir ce qu'il faut entendre par actions à distance et par indiquer les cas principaux où elles se manifestent. Il montre comment le mot « Action » peut être entendu d'une manière plus ou moins large, suivant qu'on se limite à une définition purement mécanique ou suivant que l'on considère les changements d'état pouvant résulter de la présence d'un corps A au voisinage d'un corps B. Il y a lieu de distinguer les actions à distance de celles résultant de transmissions soit par pressions, soit par choc. Le premier paragraphe du mémoire se termine par la classification des actions s'exerçant à une distance finie et par celle des actions s'exerçant à une distance infiniment petite.

Dans le second paragraphe l'auteur montre toute la difficulté que l'on a à concevoir des actions s'exerçant à distance, sans milieu intermédiaire, transmettant de pareilles forces. De là l'origine de la notion de l'éther remplissant l'espace entier, y compris la matière.

Cette conception de l'éther permet de réduire l'étude des actions s'exerçant à distance finie à celle d'actions moléculaires, c'est-à-dire d'actions s'exerçant à distance infiniment petite par l'intermédiaire de l'éther.

Le troisième paragraphe est consacré à une comparaison des

propriétés des actions électromagnétiques avec celles de la gravitation.

L'attraction des masses se propage-t-elle avec une certaine vitesse? Telle est la question que se pose l'auteur au début du quatrième paragraphe. Il résulte des études de Mécanique céleste de Laplace, Hepperger, Oppenheim, que le phénomène de l'attraction des masses doit se propager avec une vitesse beaucoup plus grande que la lumière ; suivant Laplace et Oppenheim, cette vitesse est au moins 12 millions de fois plus grande que la vitesse de la lumière; suivant Hepperger, elle serait seulement 500 fois plus grande.

Le mémoire se termine par une analyse rapide des essais tentés jusqu'à ce jour pour expliquer le phénomène de l'attraction des masses : il y a là une bibliographie très soignée de cette question.

L. Marchis.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique ;

7e série, t. XII ; novembre 1897.

H. Parenty. — *Sur les vitesses, les températures et les poids spécifiques des gaz parfaits et de la vapeur d'eau s'écoulant à travers les orifices*, p. 289.

Philosophical Magazine ;

5e série, t. XLIV ; novembre 1897.

E. Dorsey. — *Tension superficielle de certaines solutions aqueuses diluées, déterminée par la méthode des rides*, p. 369.

W.-J. Humphreys. — *Sur l'absorption des rayons de Röntgen*, p. 401.

E.-S. Ferry. — *Capacité inductive spécifique de diélectriques dans des champs électriques à variation lente ou rapide*, p. 404.

Ch.-F. Brush. — *Mesure de faibles pressions gazeuses*, p. 415.

E. Rutherford. — *Vitesse et rapidité de recombinaison des ions des gaz exposés à la radiation de Röntgen*, p. 422.

The physical Review ;

T. V. ; juillet 1897.

R.-W. Wood. — *Nouvelle forme de décharge cathodique et de production des rayons X ; avec quelques notes sur la diffraction*, p. 1.

F.-L. Millis. — *Etude expérimentale des phénomènes d'induction dans les circuits de courants alternatifs*, p. 11.

R. Threlfall. — *Sur la conversion de l'énergie électrique dans les diélectriques*, p. 21.

Août 1897.

R. Trelfall. — *Sur la conversion de l'énergie électrique dans les diélectriques*, p. 65.

F.-E.-O. Wadsworth. — *Détermination de la résistance spécifique et du coefficient de température de l'huile en couches minces ; applications de ces résultats à la détermination de l'épaisseur de la couche d'huile qui baigne les tourillons d'un appareil tournant*, p. 75.

H. Rubens et B.-F. Nichols. — *Certaines propriétés des ondes calorifiques de grande longueur d'onde*. I, p. 98.

Septembre 1897.

A.-L. Foley. — *Spectres d'arç*, p. 129.

H. Rubens et B.-F. Nichols. — *Certaines propriétés des ondes calorifiques de grande longueur d'onde*. II, p. 152.

N.-E. Dorsey. — *Tension superficielle de l'eau et de certaines dissolutions aqueuses étendues, déterminées par la méthode des rides*, p. 170.

Octobre 1897.

C.-D. Child. — *Décharge des corps électrisés par les rayons X*, p. 193.

N.-E. Dorsey. — *Tension superficielle de l'eau et de certaines dissolutions aqueuses diluées, déterminée par la méthode des rides*. II, p. 213.

G.-F. Hull. — *Sur l'usage de l'interféromètre dans l'étude des ondes électriques*, p. 231.

Wiedemann's Annalen;

T. LXII; n° 10, 1897.

F. Kohlrausch. — *Sur les déplacements de concentration par électrolyse dans des solutions et des mélanges de solutions*, p. 209.

W. König. — *Observation sur le phénomène de Zeeman*, p. 240.

R. Abegg. — *Sur la vitesse de dépolarisation des électrodes et sur les constantes diélectriques à basse température*, p. 249.

K.-R. Klein. — *Sur la dépolarisation des électrodes de mercure et de platine*, p. 259.

G. Tammann. — *Sur les limites de l'état solide*, p. 280.

B. Walter. — *Sur les phénomènes qui se passent dans l'appareil d'induction*, p. 300.

L. Graetz. — *Un procédé électrochimique, pour transformer des courants alternatifs en courants continus*, p. 323.

H. Kath. — *Changement de phase de la lumière par réflexion sur les métaux*, p. 328.

J. Stark. — *Recherches sur le brouillard*, p. 353.

J. Stark. — *Les anneaux de Newton dans un certain genre de milieux troubles*, p. 368.

R. Emden. — *Une observation sur les courants d'air*, p. 374.

F. Hofmeister. — *Sur un nouvel interrupteur à mercure*, p. 379.

F. Friedrichs. — *Pompe à mercure, à manœuvre automatique*, p. 383.

N° 11, 1897.

E. Warburg. — *Sur le retard dans la décharge par étincelles*, p. 385.

G. Jaumann. — *A propos des remarques de M. Swyngedauw sur la décharge électrique*, p. 396.

G.-C. Schmidt. — *Sur les propriétés photoélectriques du spath-fluor et du sélénium*, p. 407.

J. Bernstein. — *Sur l'action réciproque des rayons cathodiques*, p. 415.

R. Abegg. — *Sur la nature des sels modifiés par la radiation cathodique*, p. 425.

R. Herzfeld. — *Sur l'arc électrique*, p. 435.

R. Herzfeld. — *Détermination de la cohésion spécifique pour le cuivre, le nickel et le cobalt*, p. 450.

J.-A. Erskine. — *Sur la conductibilité électrique des électrolytes pour des vibrations électriques très rapides*, p. 454.

E. Wiedemann et G.-C. Schmidt. — *Sur l'absorption des vibrations électriques par les gaz électroluminescents, et sur les autres circonstances où ils agissent comme écrans*, p. 460.

E. Wiedemann et G.-C. Schmidt. — *Influence des « Canalstrahlen » sur les propriétés électriques des tubes à décharge*, p. 468.

A. Abt. — *Conductibilité et chaleur spécifique de quelques oxydes et sulfures de fer*, p. 474.

M. Cantor. — *Sur la vitesse des molécules gazeuses en réaction*, p. 482.

J. Traube. — *Sur la pression osmotique et la dissociation électrolytique*, p. 490.

P. Volkmann. — *Remarques sur mes deux mémoires sur la tension superficielle de l'eau pure, des années 1894 et 1895*, p. 507.

A. Wassmuth. — *Sur quelques phénomènes irréversibles*, p. 522.

W.-V. Uljanin. — *Sur la loi de Lambert et la polarisation par émission des rayons rasants*, p. 528.

W. Duane. — *Sur une méthode magnétique pour déceler du fer métallique*, p. 543.

TABLE DES MATIÈRES.

Pages.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DES TOMES IV, V ET VI DE LA 3e SÉRIE (1).

Généralités. Mécanique et Pesanteur.

(1) La Table des Tomes I, II et III est à la fin du Tome III.

Actions moléculaires. Phénomènes physico-chimiques.

Acoustique.

Chaleur.

Scheel et *Diesselhorst*. Dilatation de l'eau, VI, 223. — *De Lannoy*. *Id.*, VI, 104 ; Dilatation des solutions, VI, 150. — *Forch*. *Id.*, V, 84. — *Pacher*. Dilatation du thallium liquide, VI, 99. — *Kuenen* et *Randall*. Dilatation de l'argon et de l'hélium, VI, 487. — *Stadthagen*. Influence de l'humidité et de la température sur la longueur des barres de bois, VI, 509. — *Day*. Viscosité résiduelle (effet sur la dilatation), VI, 574. — *Van Aubel*. Composition chimique et propriétés physiques des liquides (coefficients de dilatation et densités), VI, 531. — *Backhmetieff*. Propriétés physiques des amalgames de cadmium, IV, 583. — *Wiesengrund*. Poids spécifiques d'alliages étain-plomb, IV, 435. — *Van Aubel*. Mélanges d'aldéhyde et d'eau, IV, 478. — *Mendeleef*. Poids spécifique de l'eau, V, 475; VI, 615. — *De Coppet*. Maximum de densité de l'eau, V, 146. — *Cinelli*. Maximum de densité de solutions aqueuses, VI, 198. — *Lussana* et *Bozzola*. Point de congélation et maximum de densité des dissolutions aqueuses, V, 36. — *Lussana*. Effet de la pression sur la température du maximum de densité, VI, 99. — *Mendeleef*. Poids d'un volume défini d'eau, V, 475. — *Macé de Lépinay*. Masse du décimètre cube d'eau, V, 477. — *Raveau*. Argon (densité), IV, 101. — *Rayleigh*. Argon et hélium, VI, 490. — *Moissan* et *Gautier* (H.). VI, 105. — *Bauer*. Vapeurs saturées, V, 87. — *Hallwachs*. Réfraction et densité des solutions étendues, IV, 533. — *Houllevigue*. Fer électrolytique (densité), VI, 246. — *Laborde*. Alliages de fer et d'antimoine, V, 547. — *Mendeleef*. Pesées précises, VI, 613. — *Fontana*. Réduction des pesées au vide, VI, 200. — *Vanderyver*. Aréomètre, IV, 560. — *Courtonne*. Densimètre, V, 315. — *Macé de Lépinay*. Pesées hydrostatiques (influence de la capillarité), V, 266.

Changements d'état : fusion et solidification. — *Mac Crae*. Point de fusion des sels minéraux, V, 90. — *Meyer Wildermann*. Points de fusion, VI, 493. — *Le Chatelier*. Points de fusion et d'ébullition, V, 229 ; Mélanges de sels, IV, 492. — *Holman*, *Lawrence* et *Barr*. Métaux, VI, 382. — *Heycock* et *Neville*. Alliages binaires d'Ag ou Cu, VI, 622. — *Ramsay* et *Eumorfopoulos*. Meldomètre, VI, 321. — *Schneider*. Point de fusion de composés organiques, VI, 550. — *Tœpler*. Changement de volume par la fusion, VI, 231. — *Pacher*. Variation de volume du thallium par fusion, VI, 99. — *Wiesengrund*. Fusion d'alliages de plomb et d'étain (variations de volume), IV, 435. — *Heydweiller*. Diminution de volume par solidification, VI, 637. — *Wrigtson*. Fer et acier à la température de soudure (regel), V, 555. — *Demerliac*. Variation du point de fusion avec la pression, VI, 126. — *Riecke*. Abaissement du point de fusion par traction, IV, 529. — *De Visser*. Formule de Clapeyron, IV, 182. — *Bancroft*. Dissolution et fusion, VI, 596. — *Dahms*. Congélation de mélanges binaires, V, 88. — *Pictet*. Congélation de mélanges d'eau et d'alcool, IV, 500. — *Prytz* et *Holst*. Solubilité de CO^2 et H^2S dans l'eau et point de congélation, V, 176. — *Pictet*. Congélation de SO^4H^2 à divers degrés de concentration, IV, 499 ; Mélanges d'alcool et d'eau, IV, 500. — *Offer*. Cryohydrates, IV, 528. — *Ponsot*. Cryosels, IV, 67. — *Colson*. Congélation des solutions à température constante, VI, 103. — *Loomis*. Point de congélation des solutions, VI, 211 ; VI, 335 ; VI, 336. — *Leduc*. *Id.*, IV, 162. — *Ponsot*. *Id.*, IV, 494 ; V, 337. — *Lussana* et *Bozzola*. *Id.*, V, 36. — *Dampier-Whetham*, *Wladimir-Novak*. Pouvoir ionisant des solutions, conductibilités et points de congélation des solutions d'eau dans l'acide formique, VI, 652. — *Jones*. Cryoscopie des solutions de sucre et d'alcool éthylique, V, 177. — *Backmetieff* et *Stambolieff*. Courants produits par le refroidissement des métaux fondus, V, 469 ; *Backmetieff*, *Christodulos et Georgieff*. *Id.* VI, 611. — *Ostwald*. Sursaturation et surfusion, VI, 551. — *Bruner*. Chaleur spécifique des liquides surfondus et des sels surfondus, VI, 106. — *Bancroft*. Solides et vapeurs (sels hydratés, déliquescence, etc.), V, 466.

Vaporisation. — *Le Chatelier*. Points d'ébullition, V, 229. — *Schiller*. Vaporisation dans un gaz à haute pression, VI, 400; VI, 611. — *Reinganum*. Différences

Voir aussi et ntoamment pour l'étude des relations où interviennent les *chaleurs latentes* : CALORIMÉTRIE.

THÉORIE DES GAZ, ÉTATS CORRESPONDANTS. — *Amagàt.* Loi des états correspondants, VI, 5. — *Raveau. Id.*, VI, 432. — *Bertrand.* Théorie des gaz, V, 285. — *Blaserna. Id.*, V, 187. — *Stoney.* Mouvement des molécules et mouvements intramoléculaires, V, 562. — *Burbury.* Théorie cinétique des gaz denses, V, 552. — *Kamerlingh Ones.* Théorie de l'état fluide, VI, 599. — *Traube.* Théorie cinétique des fluides, VI, 566. — *Houllevigue.* Théorie cinétique d'un fluide pesant, IV, 301. — *Gerrit Bakker.* Théorie des liquides à molécules simples, VI, 577. — *Traube.* Extension de la loi d'Avogadro aux liquides, VI, 567. — *Duhring* Loi d'Avogadro et état liquide, VI, 716. — *Traube.* Extension des lois de Mariotte, Van der Waals, aux liquides, VI, 565. — *De Kowalski.* Mélange des liquides, IV, 494. — *Van der Waals.* Interprétation cinétique du potentiel thermodynamique, VI, 600 ; Courbes de plissement dans le cas d'un mélange. Conditions critiques, ou de plissement, d'un mélange, VI, 601. — *Sohnke.* Théorie cinétique des solides, VI, 311.

CONDUCTIBILITÉ CALORIFIQUE. — *Gray.* Conductibilité calorifique des métaux, V, 517. — *Lord Kelvin* et *Murray.* Roches, V, 561. — *Lees* et *Chorlton.* Ciments, V, 328. — *Peirce* et *Wilson.* Marbre et ardoise, V, 278. — *Voigt.* Cristaux, VI, 223. — *Cellier.* Carbone, VI, 636. — *Van Aubel* et *Paillot.* Conductibilités électrique et thermique des alliages, IV, 522. — *Wachsmuth.* Conductibilité calorifique des liquides, IV, 75. — *Van Aubel.* Composition chimique et propriétés physiques des liquides (conductibilités calorifiques), VI, 531. — *Winkelmann.* Conductibilité de l'air, IV, 76. — *Muller. Id.*, VI, 160. - *Warburg.* Conductibilité calorifique et température des gaz dans les tubes de Geissler, IV, 326. — *Brunhes.* Absorption du son et conductibilité calorifique, VI, 289. — *Eumorfopoulos.* Conductibilité calorifique et pouvoir émissif total, V, 322. — *Spring.* Courants de convection (rôle dans l'illumination des eaux limpides), VI, 270.

APPLICATIONS DE LA CHALEUR. — *Pictet.* Utilisation du point critique pour apprécier la pureté des liquides, V, 219.

Optique.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE. — *Sagnac.* Illusions de pénombres, VI, 169. — *Blaserna.* Problème optique des amphithéâtres, VI, 187. — *Lugol.* Aberrations, V, 163. — *Wood.* Caustiques, V, 277. — *Wilczynski.* Théorie du soleil (réfractions atmosphériques), V, 81. — *Dufour* (*Ch.*). Réfractions anormales à la surface de l'eau, VI, 108. — *Lugol.* Minimum de déviation, VI, 21. — *Foussereau.* Astigmatisme des lentilles et des miroirs, IV, 169; IV, 260. — *Burch.* Plan tangent pour la mesure des lentilles, VI, 391. — *Zenger.* Objectif catoptrique et symétrique, VI, 108; V, 133. — *Blakesley, Gray.* Distance focale d'un système centré, VI, 663, 665. — *Broca.* Surface focale, IV, 254. — *Frémont.* Microscope pour corps opaques, V, 229. — *Palache.* Goniomètre à deux cercles, VI, 572. — *De Thierry.* Monochromatoscope, V, 133. — *Wadsworth.* Fente pour les grands spectroscopes, IV, 438. — *Lippmann.* Cœlostat, IV, 397.

VITESSE DE LA LUMIÈRE ET INDICES, DISPERSION. — *Weiss* (*G.*). Mesure des indices, VI, 688. — *Féry.* Mesure des indices par autocollimation, V, 134. — *Pulfrich.* Réfractomètre, V, 73. — *Pfluger.* Indices des métaux à diverses températures,

Jewell. Spectre de l'arc et spectre solaire, VI, 84. — *Thomas*. Constitution de l'arc, IV, 392. — *Gumlich*. Emploi des amalgames dans la lampe à arc, VI, 568. — *Hartley*. Influence d'une substance sur le spectre d'autres, V, 282. — *Hemsalech*. Spectre de l'aluminium, VI, 702. — *Jones*. Spectres d'émission du zinc, du cadmium, etc., VI, 705. — *Muraoka*. Lumière du ver luisant, VI, 270. — *Liveing* et *Dewar*. Spectre de la décharge dans l'oxygène, l'air et l'azote liquides, IV, 84. — *Janssen*. Spectres de l'oxygène aux hautes températures, V, 135. — *Hartley*. Spectre du cyanogène, VI, 626. — *Trowbridge* et *Richards*. Spectres de l'argon, VI, 208. — *Newall*. *Id*. V, 555. — *Raveau*. *Id*. IV, 101. — *Ames* et *Humphreys*. Spectres de l'hélium, VI, 563. — *Rydberg*. Gaz de la clévite, VI, 269. — *De Forest-Palmer*. Longueurs d'onde de D_3 de l'hélium, V, 278. — *Deslandres*. Troisième radiation permanente de l'atmosphère solaire dans le gaz de la clévite, VI, 163. — *Lockyer*. Nouveau gaz extrait de l'uraninite, V, 558 ; Spectre du fer électrolytique, IV, 338. — *Runge*. Longueurs d'onde des raies ultra-violettes de l'aluminium, V, 177. — *Trowbridge* et *Richards*. Spectres multiples des gaz, VI, 210. — *Hartley*. Spectres des flammes à haute température, IV, 331 ; V, 516. — *Evershed*. Radiation des gaz chauds, V, 323. — *Glan*. Flamme des bougies, IV, 240. — *Salomons*. Tubes à vide, V, 517. — *Runge* et *Paschen*. Spectres de séries, VI, 644. — *Lundstrom*, *Hartley*. Spectres de flammes dans les fabriques de Bessemer, VI, 487. — *Donath*. Spectres d'absorption de substances fluorescentes et d'essences, VI, 309. — *De Gramont*. Analyse spectrale, VI, 110. — *Pettinelli*. Transparence de l'argent, VI, 99. — *Dufour*. Opacité du charbon, VI, 271. — *Bartoli*. Poussière atmosphérique et transmission des radiations solaires, V, 49. — *Vogel*. Choix de la dimension d'un objectif en tenant compte de l'absorption, VI, 278 — *Rubens* et *Trowbridge*. Absorption des infra-rouges dans le sel gemme et la sylvine, VI, 402. — *Rizzo*. Absorption du platine à différentes températures, V, 36. — *Ewan*. Spectres d'absorption de solutions diluées, V, 520, 550. — *Wood*. Spectres d'absorption des solutions de brome et d'iode, VI, 322. — *Sabatier*. Spectres d'absorption du bromure cuivrique, V, 136. — *Liveing* et *Dewar*. Spectre d'absorption de l'air liquide, VI, 164. — *De Thierry*. Hématoscope comparateur, VI, 110. — *Gamgee*. Absorption des rayons ultra-violets par l'hémoglobine et ses dérivés, VI, 496. — *Hamburger*. Couleur de solutions de chromoxalate de potasse, V, 465. — *Pauer*. Absorption de l'ultra-violet par les vapeurs et les liquides, VI, 563. — *Janssen*. Loi d'absorption des bandes dans le spectre de l'oxygène, VI, 110. — *Cotton*. Absorption et dispersion dans les milieux à pouvoir rotatoire, V, 237. — *Pfluger*. Dispersion anomale des substances absorbantes, VI, 368. — *Balmer*. Longueurs d'onde des raies spectrales, VI, 225, 563. — *Paschen*. Spectres d'émission des solides, VI, 315, 404. — *Rizzo*. Lignes et bandes de spectres d'absorption, V, 39. — *Moreau*. Périodicité des raies d'absorption des corps isotropes, V, 137. — Sur la *spectroscopie*, voir encore : OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE ; DISPERSION ; CHALEUR RAYONNANTE pour le spectre infra-rouge et : PHOTOGRAPHIE pour le spectre ultra-violet.

CHALEUR RAYONNANTE. — *Porter*. Emission thermique, V, 321. — *Eumorfopoulos* Conductibilité calorifique et pouvoir émissif total, V, 322. — *Saint John*. Pouvoir émissif à haute température et bec Auer, V, 367. — *Pictet*. Rayonnement aux basses températures, IV, 146. — *Kurlbaum*. Rayonnement entre corps de températures peu différentes. Absorption par l'acide carbonique, VI, 632. — *Turnbull*, *Clayton* et *Sharp*. Étude bolométrique des étalons photométriques, IV, 229. — *Semmola*. Production du son par radiation, IV, 575. Radiophonie, V, 39. — *Comte de Rosse*. Chaleur rayonnée par la lune durant une éclipse, V, 33. — *Seguy*. Radiomètre symétrique, VI, 454. — *Pettinelli*. Variation de diathermanéité avec la température (mica et verre), VI, 99. — *Rubens* et *Nichols*. Rayons calorifiques de grande longueur d'onde, VI, 215. — *Moreau*. Polarisation rotatoire

naturelle (infra-rouge), IV, 76. — *Kœnigsberger*. Absorption cristalline dans l'infra-rouge, VI, 645. — *Nichols*. Mesure de l'énergie dans l'infra-rouge, VI, 212. — *Merritt*. Dichroïsme du spath, du quartz et de la tourmaline pour l'infra-rouge, V, 178. — *Rigollot*. Action des rayons infra-rouges sur le sulfure d'argent, VI, 164. — *Michelson* (*W*.). Calorimètre à glace en actinométrie, IV, 578. — *Bartoli* et *Stracciati*. Mesure de chaleur solaire (sur les Alpes), VI, 97. — *Bartoli*, *Stracciati* et *Raffo*. Mesures de chaleur solaire (pendant une éclipse), VI, 92.

Photographie, Photochimie, Actions actino-électriques. — *Lemoine*. Dépense d'énergie qui correspond à l'action chimique de la lumière, IV, 495; Intensité de la lumière et décomposition chimique, VI, 452. — *Rigollot*. Action des rayons infra-rouges sur le sulfure d'argent, VI, 164. — *Abney*. Sources photographiques de lumière monochromatique, VI, 615. — *Le Roy*. Développement de l'image latente en photographie, V, 137. — *Rayleigh*. Renforcement des photographies, VI, 702. — *Angström*. Représentation photographique du spectre infra-rouge, V, 32. — *Izarn*. Photographie des ondes lumineuses stationnaires, VI, 451. — *Wiener*. Photographie des couleurs par coloration des corps, IV, 435. — *Lumière* (*A*. et *L*.). Photographie en couleurs par la méthode indirecte, VI, 166. — *Abney*. Valeur photographique de la lumière de la lune et des étoiles, VI, 499. — *Battelli*. Actions photographiques dans les tubes de Crookes, V, 306. — *Vincent*. Photographie des rides, VI, 548. — *De Heen*. Energie infra-électrique, VI, 260. — *Rigollot*. Actinomètres électrochimiques, VI, 520. — *Elster* et *Geitel*. Courant photoélectrique, variation avec l'incidence et la direction des vibrations, VI, 634. — *Minchin*. Mesure électrique de la lumière des étoiles, V, 560. — *Battelli* et *Garbasso*. — Dispersion des charges électrostatiques par les rayons ultra-violets, VI, 200. — *Elster* et *Geitel*. Sur la prétendue déperdition d'électricité positive par la lumière, V, 365. — *Swyngedauw*. Potentiels explosifs statique et dynamique (action de la lumière), VI, 295. — *Carruthers Beattie* et *Smoluchowski de Smolan*. Conductibilité dans les gaz par rayons ultra-violets, VI, 548. — Voir aussi sur ces actions électriques : Electrostatique et Electro-optique.

Fluorescence, Phosphorescence, Luminescence. — *Schmidt*. Fluorescence, V, 415; Fluorescence polarisée, VI, 403. — *Wiedemann* et *Schmidt*. Fluorescence des vapeurs de sodium et de potassium, V, 326; de corps solides et de dissolutions solides, V, 367; Photo-luminescence et électro-luminescence de vapeurs organiques; Cathodo-luminescence de liquides et solides organiques, V, 324; décharges dans les vapeurs métalliques raréfiées, V, 327. — *Evershed*. Gaz chauds, V, 323. — *Burke*. Luminescence du verre par les rayons cathodiques et par la rupture, V, 330. — *Thompson*. Hyperphosphorescence (Rayons de Becquerel), VI, 384. — Voir le paragraphe suivant.

Rayons de Röntgen, Rayons uraniques. — *Röntgen*. Nouvelle espèce de rayons, V, 101; 189; VI, 535. — *Perrin*. Rayons Röntgen, V, 109. — *Benoist* et *Hurmuzescu*. *Id*., V, 110, 168. — *Dufour* (*H*.). *Id*., V, 146. — *Winkelmann* et *Straubel*. *Id*., V, 363. — *Mayer*. *Id*., VI, 42. — *Voller* et *Walter*. *Id*., VI, 506. — *Threlfall* et *Pollock*. *Id*., VI, 547. — *A*. et *L*. *Lumière*. Recherches photographiques sur les rayons Röntgen, V, 171. — *Precht*. Rayons cathodiques et rayons Röntgen, VI, 563. — *Hoffmann*. Rayons de décharge, rayons cathodiques et rayons de Röntgen, V, 218. — *Neesen*. Tubes à vide pour rayons X, V, 462. — *Colardeau*. Tubes de Crookes pour rayons Röntgen, V, 542. — *Pfluger*. Tubes de Röntgen unipolaires, VI, 401. — *Muraoka*. Lumière du ver luisant (rayons X), VI, 270. — *Carey Lea*. Rayons Röntgen non présents dans la lumière du soleil, VI, 41. — *Cajori*. Rayons X dans la radiation solaire, VI, 573. — *Piltchikoff*. Emission par un tube contenant une matière fluorescente, V, 188. — *Czermak*. Chambre noire

Électricité.

Météorologie et physique du globe.

Histoire de la Physique.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

JOURNAL
DE PHYSIQ
THÉORIQUE ET APPLIQUÉ

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMAN
E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYS

TROISIÈME SÉRIE.

TOME VI. — DÉCEMBRE 1897

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYS

11, RUE RATAUD, 11.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11.